[波] Slawomir Jerzy Gibowicz
Andrzej Kijko 著

矿山地震学引论



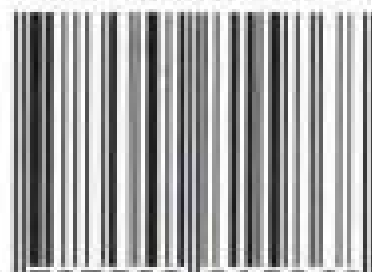


AN INTRODUCTION TO MINING SEISMOLOGY



封面设计 邢秀芬

ISBN 7-5028-1586-4



9 787502 815868 >

ISBN 7-5028-1586-4/P · 966

(2029) 定价：25.00 元

矿山地震学引论

[波] Slawomir Jerzy Gibowicz and Andrzej Kijko 著

修济刚 徐 平 杨心平 译

张少泉 校

地震出版社

著作权合同登记　图字：01－96－0891

An Introduction to Mining Seismology

［波］Slawomir Jerzy Gibowicz and Andrzej Kijko

矿山地震学引论

［波］Slawomir Jerzy Gibowicz and Andrzej Kijko　著
修济刚　徐　平　杨心平　译
张少泉　校

责任编辑：姚家榴
责任校对：[illegible]

[illegible]出版
北京民族学院南路9号　邮编 1000[illegible]
北京地大彩印厂印刷
新华书店北京发行所发行
全国各地新华书店经售
*
850×1168　1/32　13.375 印张　360 千字
1998 年 11 月第一版　　1998 年 11 月第一次印刷
印数　001—680
ISBN 7－5028－1586－4/P·966
（2029）　定价：25.00 元

译者前言

矿山地震是指由于采矿而诱发的一种地震活动，矿山地震也有别称，如岩爆、冲击地压等等。北京西部的门头沟矿区，已有近百年的煤炭开采历史，目前进入开采晚期，经常有地震活动。这个矿区1级多的地震每年有1000多次，最大一次发生在1994年5月19日，达到4.2级，有感范围比较大。北京矿务局的城子矿、门头沟和房山矿都属于冲击地压严重的矿区。

早在国家“七五”计划的前期，国家地震部门就开始注意到矿山地震的问题，并和煤炭部联合进行这方面的研究。自1987年开始，地震部门以“矿山地震的研究与开发”课题立项，将地球物理学引入矿山地震研究。同时，煤炭部也确立了“矿山冲击地压中的地球物理问题研究”项目，由北京门头沟、房山，辽宁抚顺，山西大同以及山东枣庄等矿区参加，科学技术方面主要由国家地震局地球物理研究所和地质研究所等单位的专家负责。

在更早一段时间，国家地震局地球物理研究所郑治真研究员等曾作过矿区地声监测技术系统的研究；地质研究所车用太研究员等做过矿区地下水动态监测与矿震关系的系统研究；地质研究所马瑾院士等做过模拟矿震与地声活动的室内微破裂动态监测研究；在煤炭部引进的SAK-SYLOK技术系统改造工作的基础上，地球所张少泉研究员等完成了“矿山地震分析处理软件”，在矿震分析中发挥了很好的作用，获得北京市科技进步二等奖。

从那时起，在地震部门和煤炭部门的联合支持下，我国的矿震研究进展很快，不仅在各矿务局带出了一批从事这方面的研究、监测、分析的技术人员，也获得了一批研究的成果。如《中国地震》1993年1期发表的“矿山冲击的地震学研究与开发”，又如1994至1995年由张少泉研究员和北京矿务局田荣林高级工程师主持开发的、国家地震局与煤炭部联合支持的科技产品“矿山微震监测系统”，已向全国38个矿区推广。另外，自1997年开始，国家地震局在区域地震台网编目工作中，将排除矿震和爆炸等非天然地震作为一项重要的研究任务，深入推进了地震波疑难事件与疑难震相识别的研究。矿山地震等诱发地震的研究成果同时也为地震波分析补充了非常有意义的内容。

现在一些地震波分析应用的教材，已充分吸纳了诱发地震(包括油田、水库、采矿)的研究成果。由此可见，矿山地震的研究，不仅体现了科学技术为生产实践服务这一宗旨，也丰富和补充了地震学的实际研究成果。

1992年，波兰籍在美工作的Gibowicz和Kijko两位专家与我国煤炭部门合作，先后对我国东北、华北几个煤矿的安全生产进行指导，这两位专家曾先后担任波兰地球物理所地震研究室主任，他们在矿震活动、矿山台站布局和矿震机理方面做了大量的工作，是公认的国际矿震研究领域的权威。他们受《国际地球物理学进展》丛书编委会委托，主持编写的这部全面介绍当今矿震研究成果与展望的专著，于1994年出版；并在当年将原版书赠送给中国国家地震局，以促进双方的进一步合作。

从1994年起，我们开始筹备将这本书介绍给国内读者，希望能够对国内矿山地震的研究工作起到推进作用。本书的出版得到国家地震局计划财务司、预测预防司的大力帮助和支持。张少泉研究员为本书的出版做了大量的工作。在本书即将付梓之际，我们向这些热忱指导帮助本书出版的专家、领导表示诚挚的谢意。

几位译者都是从事地球物理学科监测、研究与科研管理的专业人员，其中有的同志自1986至1995年直接参与了国家地震局在地震学观测与研究方面的管理工作，对矿山地震研究的进展有比较全面的了解，希望本书的出版对我国地震学研究的发展有所帮助。本书由修济刚译第一至第六章，徐平译第八至第十章，杨心平译第十一至第十三章，何永年译第七章，张少泉研究员校核全文。

译　者

1998年6月北京

序　　言

地下矿区的安全生产受到地震活动的严重影响。特别是岩爆发生所造成的损失极为严重，而且在遍布世界的正在开采的深层矿区，对此问题竟然还了解甚少。这个问题，随着矿区开采面平均深度和扩展增加逐渐变得更为严峻。因此，由矿区需要所设的地震监测有一个较长的历史，可以追溯到本世纪初，这是毫不奇怪的。然而，除了很少几本书收集了一些研讨会的论文之外，迄今还没有一本关于矿山地震学的综合性著作面世。

用于研究矿山地震活动性的方法和技术，直接来自于对天然地震活动的研究成果。虽然在已有的实例中没发现大的矿震和天然地震有什么本质的不同，但在这两种地震活动的类型之间还是明显存在一些特殊的区别，特别是这两种地震活动研究根据各自不同的观测资料。矿区的地震台网采用三分向仪器，在震源区内观测。台网通常是由企业自身来管理，专业的地震学家是很少的。大多是由采矿或电子工程师来负责矿区的地震监测，他们在解释资料和处理方法方面的经验自然也是有限的。

1989 年春，《地球物理学进展》（Advances in Geophysics）两位主编之一 Renata Dmowska 博士邀请我撰写一篇题为“由采矿诱发的地震活动”的论文，该文发表在 1990 年的《地球物理学进展》上。这篇文章是根据矿区地震活动一般知识所作的最新的综合论述，强调的是所得到的结果，而不是所使用的方法。同时，这篇文章也自然地成为书的重要核心，该书应详细介绍一些方法的细节。我因此而接受了 Dmowska 博士的第二个邀请，即为出版社出版的《国际地球物理学系列丛书》撰写一卷，题目是《矿山地震学引论》。地震学的方法范围是很大的，因而要把相应

的很多的内容限制在一卷书的篇幅内，只能选择那些和采矿实际有关的最主要的一些题目来写。我进而邀请 Andrzej Kijko 教授，我的波兰科学院地球物理研究所工作的同事，现在他在南非的集成地震系统（ISS——译注）工作，邀请他和我共同作为这部书的主笔。他是在地震学领域内数学和统计方法方面著名的专家，他为本书所作的贡献（矿区地震事件的定位、矿区地震台网的最优方案、矿区地震层析成像的选择，以及矿区地震灾害的统计评估；统计预报）是非常重要的。

本书用几章的篇幅顺序介绍了一些有趣的题目，由地震波传播的简明理论，形成具有逻辑联系的一系列内容，在第一章的前部描述了岩爆预报预测领域所作的工作，在后半部介绍如何防治。接下来介绍地震波，讨论一系列和波传播时间有关的题目：矿震的定位、地下矿区三分向地震台网的最优方案、地震层析成像，以及作为应力引起各向异性的结果的 S 波分裂。位移场和振幅的观测构成了本书以下部分的基础：地震波的衰减和散射、矿震的震源机制、震源模型、以及地震谱和震源参数。本书结尾则讨论了矿区地震灾害评估等一些重要问题的细节。

《矿山地震学引论》打算作为一本监测矿区从事诱发地震事件的地震学家和工程师们的工作手册，也作为从事矿区地震活动研究和区域性天然地震研究的具有大学水平的研究人员的手册和参考书。书中强调一些实际应用的论题，每个题目都有说明，而且尽可能地选取世界各地不同矿区的有代表性的实例。书中开列一张包括各种研究专题细节的 900 篇参考论文的清单。还附有目前和这方面研究题目有关的专业书的目录。

我们感谢 Warsaw 的地球物理研究所和在 Welkom 的 ISS（集成地震系统）的管理人员，感谢他们在本书写作和最后准备手稿过程中所提供的热忱帮助。

Slawomir Jerzy Gibowicz

目　录

第一章 引 言

地下深部采矿、大尺度的表面开掘、高坝水库的注水、深部岩石中的流体充注和地下形成的流体运移，以及大规模地下爆破的兴起，作为这些活动的结果，表现为已经观测到的在少震区内产生地震活动和地震区内地震活动的增加。这种类型的地震活动通常称为“诱发地震”，意指工程活动对地质构造区域内预应力释放过程中的触发作用。在岩石处于较高预应力条件下的区域认识诱发地震，是人类活动的一项基本要求（Kisslinger，1976；Simpson，1986）。

在采矿安全与生产的关系方面，与地下开采相联系的地震活动，是各种类型诱发地震中最有害的一种灾害现象。岩爆是矿区事故当中最经常的、最主要的一种。随着开采深度和掘进的不断增加，这个问题变得愈加严重。

为了表示和天然地震事件的区别，在矿区常称这种现象为“矿山震动”（mine tremor），或记为“岩爆”（rockburst），岩爆是岩石猛烈的破裂，造成开采坑道的破坏（Cook，1976；Ortlepp，1984）。只有那些能够引起矿区附近的地区都受到破坏的地震事件才叫做“岩爆”。虽然这种区分有任意性，仅为采矿工程师们提出并使用，但是应认为这有很重要的实际意义。每年在一些矿区的地震台网能记录到几千个地震事件，只有几个是岩爆。在由开采引起的地震事件的大的系列里，岩爆只是其中很小的一个分支，并且还没有明确的界限来识别在什么条件下、什么样的特殊地震才能称其为岩爆（Salamon，1983）。

地震监测为探测和评价发生在地下开采面周围的地震事件提供了有力的手段，这是毫不奇怪的，因此，监测由开采诱发的地

震活动已经有一个较长的历史。专为此目的而建立的第一个地震观测站，是在德国 Ruhr 煤盆的 Bochum，是由 Mintrop 在 1908 年建立的（Mintrop，1909）。这个台站装备有著名的维歇尔特水平向地震仪，该仪器一直连续运转，直到二次世界大战时毁于战火。在南非的 Witwatersrand 地区，于 1908 年第一次记录了和金矿开采深度有关系的矿震（Gane 等，1946）。1910 年在离这个矿区几公里远的位置上安装了水平向维歇尔特地震仪。

第一个监测地震活动的台网，由 Mainka 于 20 年代末期建在上西里西亚（上西里西亚煤盆的德国一侧，现属波兰）。台网由四个子台组成，其中一个子台放在 Rozbark 煤矿的井下，装有 Mainka 水平向地震仪。这个台网不断改进，坚持运转直到二战以后（Gibowicz，1963），直到 60 年代中期，被安装在地表和地下的现代化地震台站代替。

在南非，于 1939 年设计并布设了五个机械式地震仪，在地面组成台阵，主要为矿震定位（Gane 等，1946）。虽然自矿区开采以来地震活动性和采矿的关系已经看得非常清楚，但是，是 Gane 等人（1946）在 Witwatersrand 地区第一次描述了深部金矿开采和地震活动的直接关系。

人们所观测到的最大的矿震，发生在德国南部 Werra 河岸的 Potash 矿区，震级为 $M_L=5.6$ 和 $M_b=5.5$（Knoll，1990）。另一相当大小的著名的事件发生于 1975 年 6 月 23 日同一地区，震级为 $M_L=5.2$ 和 $M_b=5.4$（Hurtig 等，1982）。南非最大的矿震发生在 1977 年 4 月 7 日 Klerksdorp 的金矿区，震级是 $M_L=5.2$ 和 $M_b=5.5$（Fernandez 和 ven der Heever，1984），另一个较大矿震发生在波兰的 Lubin 铜矿区，最大震级是 $M_L=4.5$ 级，时间是 1977 年 3 月 24 日（Gibowicz 等，1979）。

在天然地震和矿震之间没发现什么本质的区别，而且矿区用于地震监测的方法技术，是直接从天然地震学引过来的。这将在后边章节详细介绍。在本书引言部分，有必要对迄今用于世界各

地矿区的地震观测作简短介绍。作为这些内容的延续，可以参见最近由美国学术（Academic）出版社出版的“地球物理学的进展”系列丛书（Gibowicz，1990b）中有关矿山诱发地震活动研究的一部分。

§1.1 地下采区的地震活动性

在地下矿井深部开采过程中发生岩石破裂和地震活动，常常是不可避免的现象。由开采诱发的地震活动，通常定义为，在开采坑道附近的岩体内因应力场变化导致岩石破坏而引起的那些地震事件（Cook，1976）。开采坑道周围的总的应力状态，是开采引起的附加应力和岩体内的环境应力的总和。环境应力状态趋向于静态岩石状态，对应于荷载重量。

由地下采矿引起的地震活动在遍布世界的许多矿区都可观测到。在这里，对一些杂志和专业书籍刊载的文献以及一些最新的结果，简单做一些介绍。

最为综合地研究深部矿区地震活动性的工作已在南非进行了很长时间。Witwatersrand 系统的金熊礁（gold - bearing reefs）在地表以下 3.5 km 处采矿。这在石英层内生成一个扁平空隙，与最初掘进的米级坑道厚度相当，水平延展达几公里（Cook，1976）。在几个矿区，观测到的地震活动与采矿有密切的空间关系，尤其是在 Proprietary 矿区（ERPM）的东部边缘（Cook，1963；McGarr 等，1975）。在 Klerksdorp 地区的 Vaal Reefs 矿，观测到了与此相似的关系，那里矿区的典型深度为 2.3 km（Gay 等，1984）。在 Carletonville 区的 Blyvooruitzicht 矿也有类似情况（Spottiswoode，1984）。位于 Orange free 州地区的矿区也测到地震活动，显示出与开采活动紧密相关，这些地震事件处于开采面上下的一些位置上，深度范围为 400～2300 m 不等（Lawrence，1984）。已经有人做出了金矿地震事件的震源参数（Spottiswoode

和 McGarr，1975），并且分析了主要金矿区地震活动性的差别（Dempster 等，1983；McGarr 等，1989）。也有集中研究了岩爆灾害和强地面运动的文章（McGarr 等，1981；Salamon，1983；Ortlepp，1984）。有关南非近期地震活动和岩爆研究的综述文章也已于近期出版（Spottiswoode，1989）。

由地下采矿引起的地震活动，是波兰在上西里西亚煤盆（Gibowicz，1963，1979，1984；Kijko，1975，1978；Droste 和 Teisseyre，1976；Gibowicz 等，1977；Ostrihansky 和 Gerlach，1982；Goszcz，1986；Syrek 和 Kijko，1988）和下西里西亚煤盆（Gibowicz 和 Cichowicz，1986）所进行观测的、著名的长期研究的现象，这些煤矿已经开发了几十年，在下西里西亚的 Lubin 铜矿区仅开采约 20 年（Gibowicz 等，1979，1989；Stopinski 和 Dmowska，1984；Gibowicz 和 Kazimierczyk，1988）。在这两个主要矿区，上西里西亚盆地和 Lubin 地区，岩爆是严重的。自 60 年代以来，上西里西亚的开采企业已安装了几个地下地震台网，70 年代中期以后，在 Lubin 地区也建了台网，探头安装深度从 600 m 到 1100 m，和开采面一致，每年记录到几千个矿震，但只有 12 个左右达到大于 3 级近震震级标度。震级大于 4 级的地震是非常稀少的（Gibowicz，1984）。

在捷克斯洛伐克有四处矿区进行了开采诱发地震活动的试验（Rudajev 和 Bucha，1988），其中 Ostrava－Karvina 煤矿区岩爆最为严重，那里有八个矿在 800m 深度开采。第一例岩爆是 1917 年报告的，最强的、成灾最重的岩爆发生于 1983 年 4 月 27 日，地震能量为 10^{10}J（Holub 等，1988）。矿区的地震监测开始于 1977 年，于 1988 年区域地震台网开始运行（Konecny，1989）。位于 Pribram 地区的 Uranium 矿区，大约是 1700 m 深。那里有个地震台网在工作以监视地震活动，使用各种不同的方法以改善开采的安全性（Rudajer 和 Bucha，1988）。在 Kladno 煤矿区，在 450m 深度上，一个孤立的几乎是水平的煤体被挖空了。1872 年

感觉到第一个地震事件。自1961年以来，就由地震台站来记录矿震（Skala和Rocek，1985）。在北Bohemian Lignite盆地内的矿区，观测到大量的煤体凸出（Rudajev和Bucha，1988）。

在过去的联邦德国（西德）的Ruhr煤盆，可以清楚地确认由开采引起的地震活动，发生在最大的开挖坑道深度1100 m处（Casten和Cete，1980；Hinzen，1982）。为监测这些地震活动，1982年由Ruhr大学建立了一个现代化的数字地震台网。这个由地方小台阵和两个在矿区的遥测台站（深度为410m和890m）组成的台网，每年能记录到1000个左右近震震级3级以下的矿震。这些记录为我们提供了在该地区调查研究矿震震源机制和震源参数的机会（Gibowicz等，1990）。

在过去的民主德国（东德）的国土上，最有名的诱发地震活动是在沿着Werra河岸Sunna附近的Potash矿区，其特点是所发生地震事件不很频繁，但震级较大（Hurtig等，1982）。Kalibetrieb Werra公司下属的两个矿区内正在工作着由25个台站组成的地震台网，台站布置在地下深度500 m和1000 m两个深度水平上及地表面上（Knoll等，1989）。已经得到一些矿震震源参数与开采因素和地质因素之间关系的研究结果（Knoll和Kuhnt，1990）。

在美国，美国矿务局一直是研究开采诱发地震活动的主要的研究组织（Bolstad，1990）。60年代中期以来，矿务局已经研究岩爆、并提供岩爆的预警方法以及控制方法（Leighton，1984）。已经研究了在犹他（Utah）东部与地下煤矿开采有关的震动的震源机制和震源参数，并且首次用专门的分析方法研究矿震（Smith等，1974）。在犹他州的Wasatch高原地区，已经详细地研究了与开采有关的地震事件的震源机制，提供了一些非双力偶事件的证据（Williams和Arabasz，1989；Wong等，1989）。在美国其他一些地方由采矿诱发地震活动的研究，也偶有报告（Wong，1984，Bollinger，1989；Sprenke等，1991）。

在加拿大，最近 Hasegawa 等人（1989）发表了开采诱发地震活动的综述。地震事件和岩爆在金属矿、钾矿和煤矿是很明显的。在安大略深部金属矿区的 Sudbury 和 Kirkland 湖，首次注意到采矿诱发震动是在 30 年代的初期。最近几年，在安大略北部硬岩矿区约 2 km 深度上，有越来越严重的岩爆问题（Cook 和 Bruce，1983；Morrison，1989）。相应地，地震监测系统已经扩大，现安装在四个矿区（Red 湖，Elliot 湖，Sudbury 和 Kirkland 湖）以检验岩爆。已经发表了 Sudbury 的 Strathcona 矿地震事件震源机制和震源参数的初步结果（Young 等，1989a）。在 Saskatchewan 的钾矿区，诱发的地震活动是以前未曾发现的新现象。钾矿开采深度大约为 1000m。商品化的开采始于 1962 年，至 1973 年时已有 10 个钾矿在开采。自 1976 年以来，四个矿区已经发生多次 2.3 至 3.6 级之间的地震事件，其中较大的地震足以在地面感觉到震动（Hasegawa 等，1989）。钾矿开采诱发的震动的破裂机制，似乎和观测到的一些硬岩矿区的震动相当不同，因为在钾矿区没有观测到开采面处的断层或岩爆。这里的破裂被认为是发生在矿区上方厚约 40 m 的石灰岩内，并且是由其沉降引起的（Gendzwill，1984）。

在英国，煤矿的岩爆灾害不是很严重。然而在北 Staffordshire 煤田，在人口密集的 Stoke - on - Trent 地区，自 70 年代中期以来，煤矿的开采总是伴随着一些地震事件，最大震级达 3.5 级。这些地震活动直接归因于开采活动，并且认为与地震断层的运动无关（Kusznir 等，1980，1984；Westbrook，1980）。由煤矿开采诱发的震动，常在很广阔的空间由英国地质调查局布设的地震台所记录到。这些事件大约占台网所记录到的地震的 25%。南威尔士的 Staffordshire、Nottinghamshire 以及 Midlothian 煤田，地震记录特别明显。除了一些能感觉到的事件外，震动事件中的大部分仅仅是仪器记录下来的，其中震级能达到 $M_L=3$ 级，能引起破坏的事件很少（Redmayne，1988）。

在法国，在 Provence 煤田，在大约 700m 深的地方开掘出一块煤层。这块煤层已经作为岩爆的项目研究多年了。他们使用一套改进的地声监测系统（Dechelette 等，1984），而后又补充了一套地震监测系统（Revalor 等，1990），用于分析和预测岩爆现象。最近发表了 Lorraine 煤盆与开采有关的地震事件研究的初步结果（Hoang - Trong 等，1988），该地区自 1986 年 11 月以来，已经建立并运转着由 6 个地面的和 2 个地下的（分别在深度 950m 和 1250m）台站组成的 Freyming - Merlebach 数字地震台网。所观测到的最大事件震级为 3.3 级。大部分事件的震源机制显示出俯冲断层的特征，但是最大的地震事件似乎是内爆型的。

在印度，长时期以来最有影响的岩爆发生在印度南部 Karnataka 州的 Kolar 金矿。那里矿区开采已有一个多世纪的历史了，目前在 3.2 km 深处，以与岩石力学机制有关的问题为研究的基本内容（Murthy 和 Cupta，1983）。早在 1902 年就有岩爆的报告（Behera，1990），1912 年安装了一套维歇尔特地震仪用以监视地震。现在地震活动的监视是由地震台网来进行，这个台网由 14 个分别位于地表和地下的台站组成，建立于 1978 年（Krishnamurthy 和 Shringarputale，1990）。在 Eartern 煤田的许多矿区，也都有诱发地震的报告（Chouhan，1986）。

岩爆是日本煤矿的严重问题之一。Miike 煤矿位于深度为 650 m 的海底，在那里的岩爆发生在长壁开采面上。矿区的地震活动归因于应力场的非均匀性，发生有地质构造的间断面处（Kaneko 等，1990）。自 1980 年以来，与长壁开采有关的微震活动由一个全矿区范围的地震台网来监视，台网位于 Ishikari 煤盆的 Horonai 煤矿，这是日本最深的煤矿。已经用地震矩张量反演技术分析一些地震的震源机制，这些地震于 1984 年 2 月发生在靠近长壁开采面，深度为 1100 m 的地方（Fujii 和 Sato，1990）。

不幸的是，前苏联领土上主要深矿并开采区的地震活动性是鲜为人知的。在 50 年代，在苏联曾将地声技术广泛地应用于地

下开采（Antsyferov，1966）。然而，近期的发展还没有见诸于国际上公开的文献，我们只能根据所接触到的、已经出版的前苏联杂志上的一些研究情况来按图索骥。

位于列宁格勒的前苏联地质力学研究所和矿务调查局（VNIMI）至少已经出版了三份发生在苏联矿区的岩爆目录，它们分别是1967、1973和1981年。在1981年出版的目录上（Anonymous，1981），按照矿区的分布图，给出了1973年和1980年间矿区发生的73个岩爆的详细、系统的描述，这些矿区位于9个开采大区内，它们是Kizelovsk盆地，Kuznetsk盆地，Vorkuta沉陷，Partizan沉陷，Bukatchatchinsk和Lipovetsk沉陷，Tkibuli-Shaorsk沉陷。

在Ural矾土盆地北部，第一个岩爆发生于70年代初期，深度为350m。从1980年起那里一直在进行地震观测（Lomakin等，1989）。地震台网延伸覆盖了大约10 km^2 的范围，由15个三分向台站组成。每年记录大约1000个地震事件，大约有一半发生在开采区周围50 m宽的带上。大约3%的地震事件为岩爆。最大震动能量大约是$10^7 \sim 10^8$ J，并且其中一些岩爆的发生深度明显地大于开采的深度（Voinov等，1987）。

相似地，在黑海地区的Tkibuli-Shaorsk煤盆，一些地震事件，常常被苏联作者称为“矿区构造事件”，发生深度远大于开采深度，但不超过1100m（Petukhov等，1980）。1967年开始研究复杂的Tkibuli-Shaorsk盆地的诱发地震活动，一个由6个地震台站组成的台网正在工作。

在Kola半岛的Khibiny，大量的开采磷灰石始于1929年。1948年感到了第一次地震事件，这次的震级是4级。目前一个由4个台站组成的区域台网正在工作。自1986年以来，已记录了大约100个从2.2到4.2级的地震事件。最强的一次震动是1989年4月16日发生的4.2级的地震事件。深度约1 km，Kirovsk矿全部受到破坏，而且Kirovsk镇也受到轻微破坏。最

大测量位移是15～20 cm，而且地面痕迹长达1200 m，所观测的深度至少220 m。在其后两个月内，主震后面跟随了几百个余震。事件发生的同时，在Kirovsk的一个矿区有一次240 t的爆炸，这也意味着这次爆炸有可能触发了地震。与此相似的另两对事件，发生在1982年和1991年（E.O.Kremenetskaya和V.M.Trijpizin，1990，个人通信；Kremenetskaya，1991）。

在中国，如同俄罗斯一样，国际上对那里的深层矿井的地震活动知之甚少。中国是另一个主要的开采国家。然而大家知道，中国的矿区使用了许多的地震监测系统。中国的国家地震局和中国煤炭总公司已经选择北京矿务局的一些矿区作为试验场来检验合作研究诱发地震的一些研究结果（张少泉等，1990，个人通信）。两个大规模的地下监测台网正在门头沟和房山矿工作。在门头沟煤矿已经有几十年的地震活动，最大的地震事件震级为 $M_L=3.9$，并且和严重的岩爆有关系。虽然房山矿仅仅在最近几年才有震动，但那里的岩爆灾害很严重。开采是在地下650至900m深处很危险的条件下进行的，因为那里的煤柱下沉，并且煤层被包围在很硬的石英岩层里。在1985至1989年之间，发生过三次严重的岩爆，最大地震事件是 $M_L=3.2$。

在毁灭性的1976年唐山地震期间，发表的地下煤矿现象的研究结果很有意义（Lee，1987）。在唐山地区有8个煤矿，形成了中国最大的地下采煤矿区。地震时，大约有1万多名矿工正在井下工作，除个别人外都幸免于难，安全地返回地面。结果发现，地下巷道所受到的破坏远远低于地表面。

其他国家地下采矿地震活动的专门研究也偶有报告，如1974年8月30日在瑞典中部的Grängensberg铁矿发生了震级为3.2的地震，接着有一很长的、介于余震序列和震群序列之间的一种震动序列（Båth，1984）。在澳大利亚西部靠近Kalgoorlie的Mount Charlotte金矿，在大约650m的深度上，已经出现了很长时间的地震活动。一个3.0级的地震事件是与一个粗糙的狭窄断

层上广泛扩展的剪切位移有关。由数值模型计算方法获得地面响应，在观测和计算之间取得良好关系（Lee等，1990）。

对地下开采诱发的地震活动性的研究表明，矿震不一定全都发生在开采的地点，而且不同地区的最大震级也不相同，但矿震深度一般对应于开采挖掘的深度。

图1.1能很好地证明第一点，此图反映了1977至1979年间波兰上西里西亚煤盆的煤矿地震活动性的水平（Ostrihansky和Gerlach，1982）。影区表示或高或低地震活动水平的地区，非影区表示没有观测到地震活动的矿区。高地震活动区被认为是那些在造山运动期间形成的岩石致密的构造地区。图1.2显示的正是

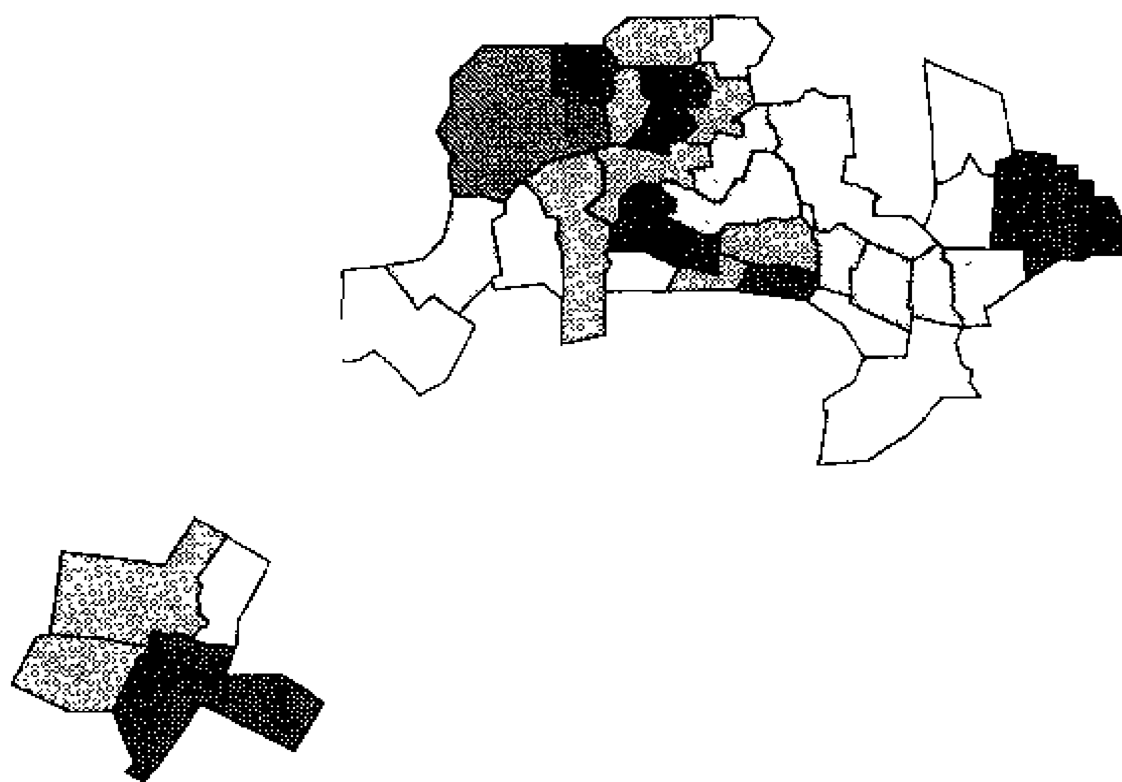


图1.1 波兰上西里西亚盆地矿区1977至1979年间地震活动性水平，由开采每单位体积所释放的地震能量来表示，影区色调的轻和重分别表示地震活动程度的高低。非影区表示的是没观测到地震活动的矿区（Ostrihansky和Gerlach，1982，图1）

上西里西亚盆地中央部分的这种致密的构造区（Goszcz，1986）。

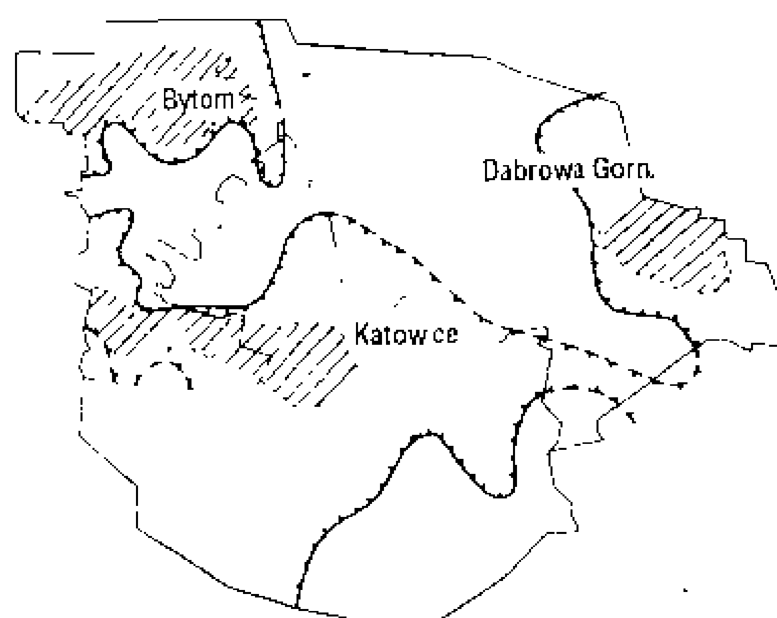


图 1.2 图为波兰上西里西亚盆地中部，在 Hercynian 造山运动期间 Asturian 阶段的构造坚实地区，图中用锯齿状实线表示。影区表示的是煤矿诱发地震活动的地区，矿区的边界以细线表示，图中给出区内主要城镇的名称（Goszcz，1986，图 1）

在一定的区域内，地震事件的最大震级尺度是否主要受矿区几何形状、地质条件和构造条件或者这几个因素的综合控制，这一点还不十分清楚。在一些地方，不规则的矿区形状、包括支撑柱，可能导致较大的地震事件。而在另一些地方，较大的震动可能与主要的地质特征诸如断层和岩脉相联系。在不同的矿区，不论是一个原因还是综合几个原因，都在控制着一定采矿量下的整体的地震形变量。

矿震的深度主要依赖于形成沉积层的根部及底板岩石的类型。例如在波兰的煤矿，矿震一般位于挖掘的深度水平上。而在波兰的铜矿，其顶板主要是石灰岩，大多数情况下矿震出现在该矿床之上。然而，在 Orange Free 州的矿区，大量的地震事件发

生在或高于或低于开采面 1 km 的位置上（Lawrence，1984）、这和南非的金矿的矿震分布模式相似。

在犹他州 Wasatch 高原东部的地下开采区，位于地下几公里的深度上，该地区是采矿引起地震活动很少的几个区域之一（Smith 等，1974；Williams 和 Arabasz，1989；Wong 等，1989）。在这些地区，相对较高的天然地震活动的水平，似乎是引起诱发作用的开采活动和构造应力相互作用的主要原因。Gil 和 Litwiniszyn（1971）根据开采水平煤层导致在此煤层深度处发生矿震的情况，提出一个简化的破裂传播的理论模型，并且估计出开采煤层长度的临界值，该长度是破裂开始传播的长度。

§1.2　由地面开采诱发的地震活动性

按照上述所介绍的大量情况看，由大范围采石场诱发的地震活动是个非同寻常的现象。我们了解到，这样的地震活动在全世界仅四个地区观测到。

在南非东北部 Transvaal 的 Phalaborwa 露天开采的碳酸盐矿，根据 McGarr（未发表的有关矿震性质的报告，1987）报告，可观测到地震活动。在 Fernandez 和 Guzman（1979）有关南非的地震目录里，在 1967 年和 1970 年之间，这一地区发生了 5 次从 2.3 到 2.7 级的地震。由于这样的地震效应通常是和采石爆破相联系，没有进行专门研究，因而这个地区的记录便成为我们研究以往未得到承认、但又可能是诱发地震的很好实例。

另一个处于这种情况的例子，是秘鲁 Cerro 和 Pasco 所观测到的地震活动，这是在研究采石场外爆破效应的时候顺便记录下来一些微震活动（Deza 和 Jaén，1979）。在 1973 年 10 月间，在靠近 Cerro 和 Pasco 镇附近石灰石采石场爆点 100 m 内的加速度计，在爆破前后记录了大约 50 个微震动。由于加速度计安装的时间很短，所以记录是很偶然的，震动很小，震级范围从 −2 级

到0级。当时的开采面是1200 m长、750 m宽、60 m深。

1974年6月7日，在纽约的Wappingers Falls发生一次震级为3.3的地震，在6天内接着发生100多次余震（Pomeroy等，1976）。余震发生在哈德逊河含白云石的石灰岩里边或下边，这里从20世纪初就开始大范围采石。混合断层面解指出，在这个具有较高的水平向压应力的地区内存在俯冲型的震源机制，1974年挖掘总深度是50 m。1952年一个相似事件释放累积的非静态岩石应力，所以大约25 m深度是在前22年里开采的。卸载效应，或者说与开采移去岩石的重量相一致的应力，它与岩石的破裂强度或与区域应力状态相比是较小的。因此这些区域一定是已经接近于破裂条件，卸载仅作为对岩石预应力破裂的一种触发作用。只有当垂直应力是最小主应力时，卸载效应才成为发生破裂的条件（Pomeroy等，1976）。

最令人称奇的由地面开采诱发的地震活动现象是在波兰的Belchatow观测到的（Gibowicz等，1981，1982）。波兰最大的一个沉陷褐煤矿位于Belchatow沟，40 km长，1.5～2 km宽，0.5 km深。这条沟是连续穿过该地区深部构造破裂系统的一部分。开采开始于1976年。负荷的厚度从100到200 m，开采的速度大约是每年水平推进300 m。到80年代中期，开掘矿坑深度约100 m，1 km长，2 km宽。自1975年10月开始抽地下水，因而矿区的水文条件逐渐发生改变。

在露天开采的Belchatow矿，波兰地震台网于1979年8月记录到该矿第一个矿震，而第一个有感震动发生于1980年2月。1980年3～5月，又记录到震级范围自2.8到3.6的地震（Gibowicz等，1981）。1980年11月29日一次4.6级的地震事件发生在这个地区，这是迄今由表面开采诱发的最强烈的一次地震（Gibowicz等，1982）。Belchatow地震在很大范围，甚至远至100 km以外的地方都被感觉到了。最为可能的断层面解符合逆转断层上的倾滑运动，而且压应力总是水平的。

Belchatow 地区的地面开采能够影响已有的应力，主要因为由于负荷的移动而引起的垂直应力的减少（卸载效应），并且形成有效应力增加，后者是由抽取地下水使孔隙压力降低而引起的(孔隙压力的效果)。地震活动发生时，Belchatow 场地开采所移动的负荷重量，所对应的应力值大约是 2.5MPa。这个值远小于在大的事件期间所观测到的累积的应力降，而且远小于岩石的破裂强度。如果由降低孔隙压引起有效应力的增加，可用适当的流体静压力的变化来代表的话，那么这增加的部分大约比和移动荷载相一致的岩石静压力估计值小一半。因此，应力变化对应两种效果，甚至两种效果的交互作用，似乎对诱发地震起着某种触发因子的作用。这样所观测的倾滑俯冲型震源机制，能够利用源于构造的水平应力与源于开采的垂直应力的交互作用来解释（Gibowicz 等，1982)。

天然条件下主应力的方向在不同的构造环境下也是不同的。在俯冲断层地区最大压应力是垂直的，在走滑断层地区中等应力是垂直的（Simpson，1986)。因此，由采矿作业造成的卸载效应的结果，使垂直应力减少，将对俯冲断层的环境产生很大的影响。

§1.3　本书所涉及的范围

本书介绍和开采诱发地震活动有关的一些研究成果、技术和方法。而其他一些深部开采中的岩石破裂类型，例如岩塌（在重力的影响下岩石不太猛烈的坍落或松动）和与气体有关的瓦斯爆炸，其过程和产生天然地震基本上不同的那些结果，本书没有收纳。

第二章继续介绍第一章所提到的部分内容。我们在这里介绍全球深层矿井中普遍观测到的矿震类型、岩体对诱发应力的短期的和长期的响应。

有关在岩体中弹性波产生和传播的知识是地震学一般研究内容，也是特殊的矿山地震学研究的基础知识。由此，第三章主要介绍一些距震源较近观测范围内地震波的简要的理论。

第四章主要介绍一些与地震波的传播时间有关的实际问题，此外还介绍用于处理三分向地震台网记录的地震事件定位方法，对最小二乘法、Bayesian 方法、主事件定位技术、震中判定方法等，都有详细介绍。第五章提出了地下地震台网布设的最佳布局理论，并且给出不同环境下一些应用的实例。第六章讨论地震层析成像的基本问题以及在矿山应用的可能性与限制。地震层析成像技术是解决矿山地震所遇到的各种问题的很有用的技术。第七章介绍在裂隙介质中应力诱发的各向异性问题。所观测到的岩体中与裂隙连通有关的横波分裂效应，也可能为预测较大矿震和岩爆提供一重要的工具。

地震波观测振幅，术语叫位移场，是后面几章讨论的核心。第八章介绍地震波的衰减和散射，还介绍了品质因子、尾波、散射模型、衰减与散射效应的测量方法，以及其他有关的问题。第九章主要在点源近似基础上，讲矿山地震的震源机制，还详细讨论了断层面解、双力偶（横向岩石破裂）以及与此相对的非双力偶机制和矩张量反演。矩张量反演对于矿山地震事件的研究有特殊的意义，在矿山，非剪切破裂事件可能频繁发生。第十章给出有关地震震源模型的更为一般的描述。还讨论了位错和破裂模型、障碍体和凹凸体、断层和破裂等内容。不断增加的证据，显示出矿山震动常常是复杂的事件，那些在时间域里的震源模型显得越来越重要。用来研究天然地震或是诱发地震里小事件的最为常用的技术，主要是在频率域里对震源参数进行估计。第十一章介绍了地震波谱和震源参数。还讨论了地震矩、震级、震源尺度、地震能量，以及应力释放、尺度关系和特征震动等等的估计方法。

在最后几章讨论了两个重要的有实际意义的问题。第十二章

给出了矿山地震灾害的统计评估方法，在第十三章里对其他一些重要问题，如矿山较大地震事件的预测和预防作了介绍。就像天然地震研究的情况一样，矿震的预测问题远没有解决。然而，在这方面，天然地震和矿山诱发地震之间有意义的区别在于它们观测的方式不同。在矿区，或者离震源的观测距离短，或者测点就在震源区内，据此所形成预测矿震的基础，远比预测天然地震的情况要好。不像对天然地震的情况那样，对大的矿震和岩爆进行预防，或较为适当地减轻这些灾害，能够在一些国家的矿山使用各种方法和开采技术来达到。这些方法在第十三章末尾予以简短的讨论，显然，这些内容已超出本书范围。

第二章　矿山地震的主要类型

本章内容取自最近发表在《地球物理学进展》（Gibowicz，1990b）中有关矿山诱发地震活动的概述部分，这里稍作修改和扩充。

从最近对矿山诱发地震深入研究的结果看，一般已有两个结论被接受。第一，几乎在全球各地普遍地观测到两大类的矿山震动，即是说，它们直接和矿山开采有关，其一和开采面的破裂变形相联系，其二和大的地质间断面的运动相联系（Parysiewicz，1966；Hurtig 等，1989；Joughin 和 Jager，1983；Kijko 等，1987；Stankiewicz，1989；Johnston 和 Einstein，1990）。第二，矿山开采诱发的地震活动强烈地受到局部地质和构造的影响，即是说，受到介质的非均匀性和间断性的影响，并受开采、岩石静力状态以及在局部和区域尺度上残余构造应力相互作用的影响（Cook，1976；Gibowicz 等，1979，1989；Dempster 等，1983；Gay 等，1984，Gibowicz 等，1984；Ortlepp，1984；Potgieter 和 Roering，1984；Al - Saigh 和 Kusznir，1987；Kazimierczyk 等，1988；McGarr 等，1989；Lenhardt，1990；Scott，1990）。因此，一般地讲，较深的矿区的地震活动受到诸如深度、产量、采区的几何尺度、地质构造以及地质间断面等因素影响。由加拿大 Manitoba 地下研究实验室所收集的原地应力测量结果看，大的地质间断面能够起到应力边界的作用，而且当这些地质学特征发生突变时，应力场的大小和方向也能随之快速改变（Martin，1990）。

§2.1 开采面上的地震事件

第一类矿山震动的震级中等偏低。这些事件的数目一般是开采活动的函数，这可由掘进速度测定。在波兰的上西里西亚煤盆，发现地震事件的能量随着掘进速度的平方成比例增加，并且地震能量的释放大小，在长壁开采的开掘阶段比起回填阶段大得多（Goszcz，1988）。震动发生在离开采面 100 m 的范围内原有的地质间断面上、或接近表面的软弱带上。当由开采引起的应力超过介质的剪切强度时，致密的岩石就可能破裂（McGarr 等，1975；Johnston 和 Einstein，1990）。

图 2.1 很好地显示出地震活动性的空间分布，该图取自 McGarr（1984）的报告，图中给出南非 ERPM 金矿的布局和 1972 年 100 天内的震中位置。宽阔面平坦的回采面，大约为 1.2 m 厚，延伸超过 1 km。

图 2.2 给出的是开采面上地震事件分布的另一个图示结果，该图取自 Syrek 和 Kijko（1988）。图中表示波兰上西里西亚一个地区煤矿，横坐标为离长壁开采面的距离，图中给出以 10 m 为一个移动窗的震动数目和它们的能量的累积分布。曲线是根据 843 个准确定位的震动作出的，这些矿震发生于 1979 年 2 月至 1981 年 4 月之间，那里的 6 个长壁采区带做过简单回填，曾做过一些研究工作，提供过地质间断面的结果。事件的数目和能量在开采面的附近达最高值。震动的最大数目精确地位于开采面处，而最大的能量释放值位于距开采前方约 12 m 的位置上。对于带有开掘的长壁开采而言，表示的震动数目曲线更为平直，并且能量变得不规则，最大值在距开采面后方 20 m 的地方（Syrek 和 Kijko，1988）。

这些曲线显示出不同矿区对于开采情况和地质情况变化的依赖程度，但是重要的是，它们都有相似的形状。它们的深度分

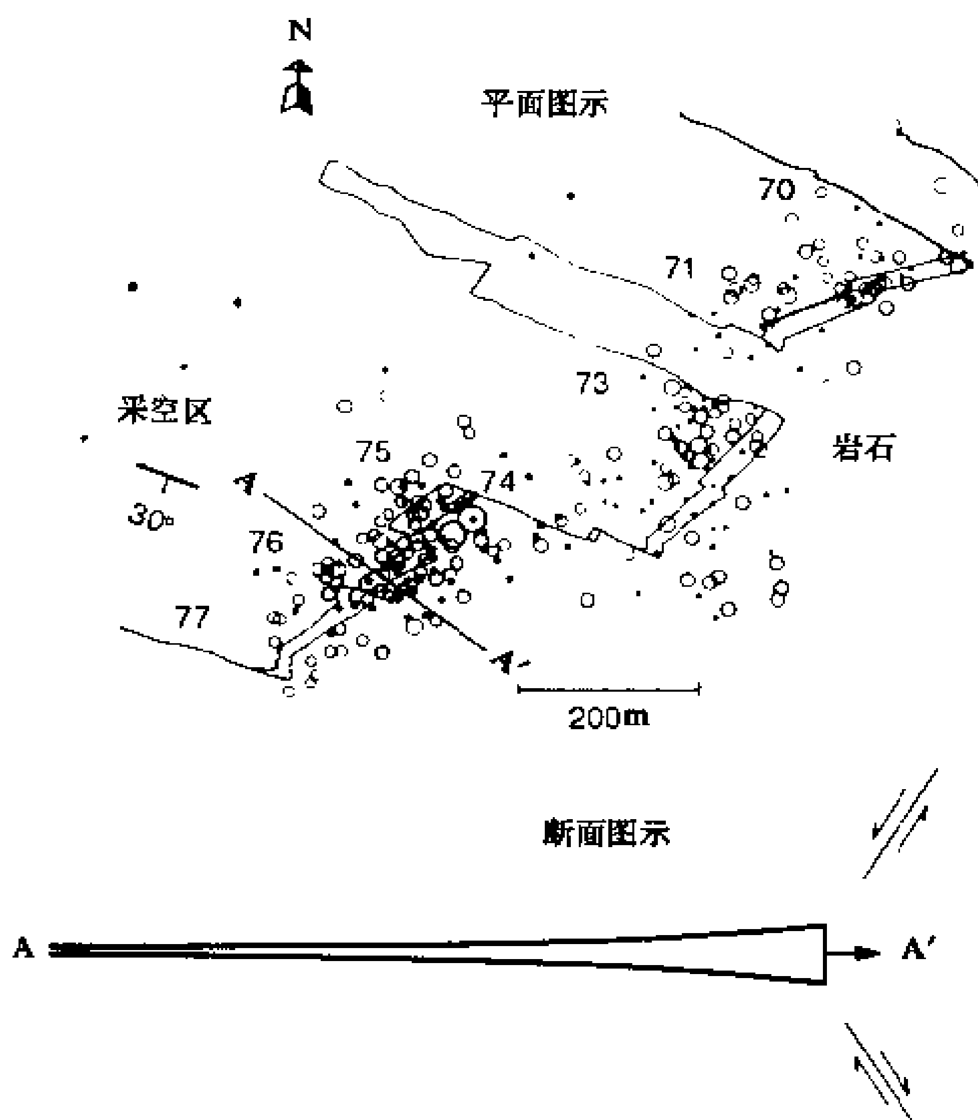


图2.1　南非东 Rand Propriety 矿区 East Hercules 金矿的布局平面图示和断面图示。宽阔而平坦的开采面厚约 1.2 m，长度超过 1 km。空圈表示在 1972 年 100 天内震动的位置，圈的大小对应震级的大小。图示给出在 100 天内回采面开始和结束的位置（McGarr，1984，图 2，南非矿业和冶金研究院）

布，虽然不像水平分布那样受限制，也仍然依赖于形成煤层的顶板和底板的岩石类型。

第一种类型矿山震动的日分布和周分布非常符合矿山的采掘过程，这种分布的典型实例可见Cook（1976）写的“与开采有

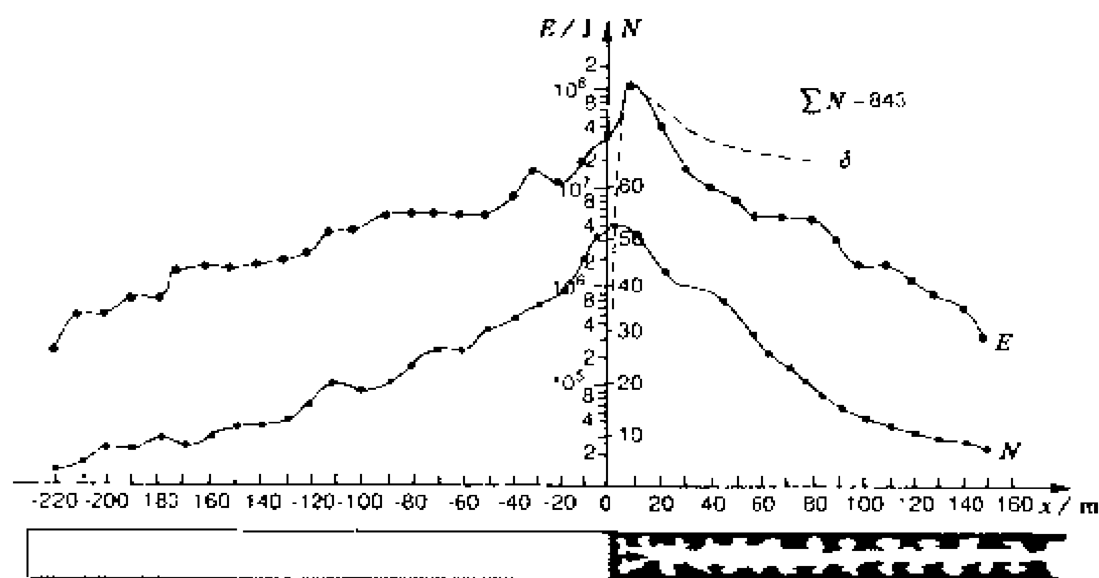


图 2.2　波兰 Wujek 煤矿 1979 年 2 月至 1981 年 4 月，震动数 N 和地震能量 E 随长壁开采而的距离分布图。虚线表示垂直应力的理论值（Syrek 和 Kijko，1988，图 3）

关的地震活动性概述”一文。

将矿山震动划分为两种类型多少有点粗糙，这些地震事件还可细分成若干模型。加拿大的 Horner 和 Hasegawa（1978）提出了地下开采诱发地震活动的六种模型，并且受到许多国家的重视，用于分析矿区的地震活动。图 2.3 给出了这些模型（取自 Hasegawa 等人（1989）的结果）。其中三个矿震模型对应于非双力偶的震源机制，其余几个是剪切－滑动型。

§2.2　地质间断面与地震活动性

第二种类型的矿山地震活动不像第一种类型那么好认定。所发生的事件通常比第一种类型的事件要大些，它们常发生在离开采表面不远的距离上，它们一般和大的地质间断面有关。它们的时间分布是不稳定的，并且它们是区域性、全局性的，由直观特征看，它们似乎反应整个矿区尺度的应力变化，而很难准确地指

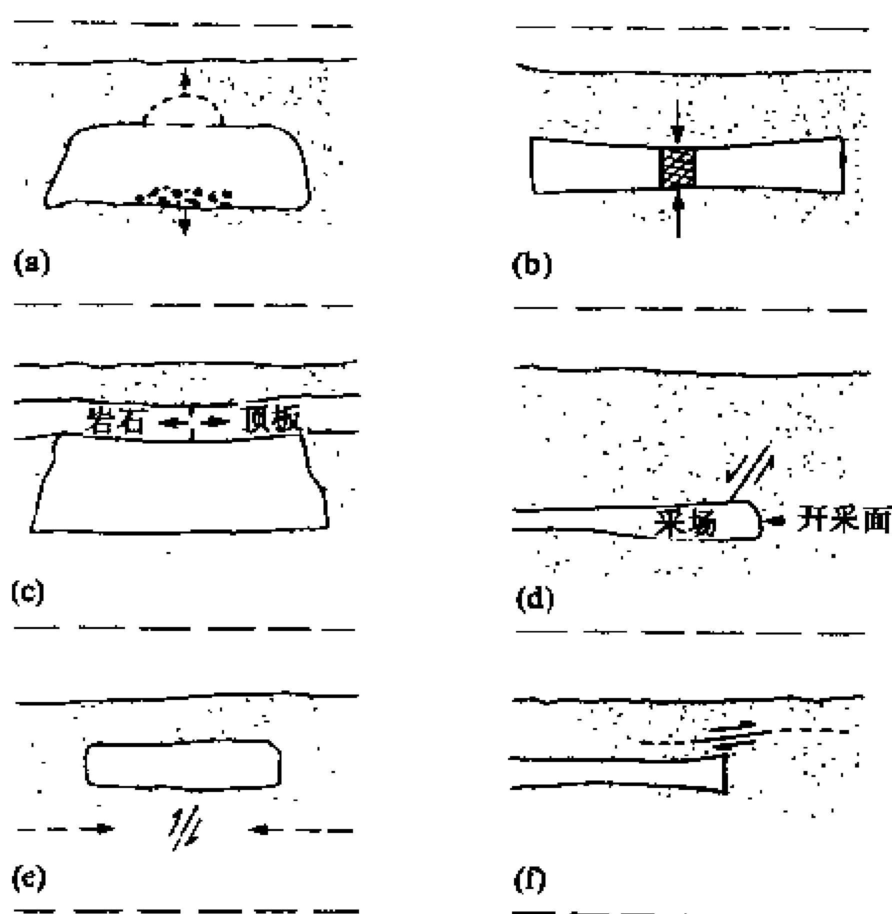


图 2.3　可能诱发矿震的六种方式的示意图：(a)采空区冒落；(b)矿柱冲击；(c)张性断层；(d)正断层；(e)俯冲断层，以及(f)接近于水平的浅俯冲断层。实线箭头表示在基岩中由开采诱发的事件的力源方向。虚线箭头表示周围的构造应力(Hasegawa 等，1989，图 3)

出所对应的某个特定区域，但是，这些事件无论怎样发生在矿区的范围里，都是由开采活动触发的。图 2.4 给出的是 1971 年至 1981 年期间观测到的南非 Klerksdorp 金矿矿区两种类型地震活动事件的水平分布 (Gay 等，1984)，这是一个在复杂的大尺度的矿区内，较为全面的一幅地震图像的很好实例。

在 Klerksdorp 矿区，煤层被大的正断层所分开，而且最大的一次震级为 5.2 级，似乎是和这些预先存在的断层的滑动有关 (Gay 等，1984；Potgieter 和 Roering，1984；Syratt，1990)。在开采残留矿体的最后阶段，发生了一些较大的地震事件，这与受

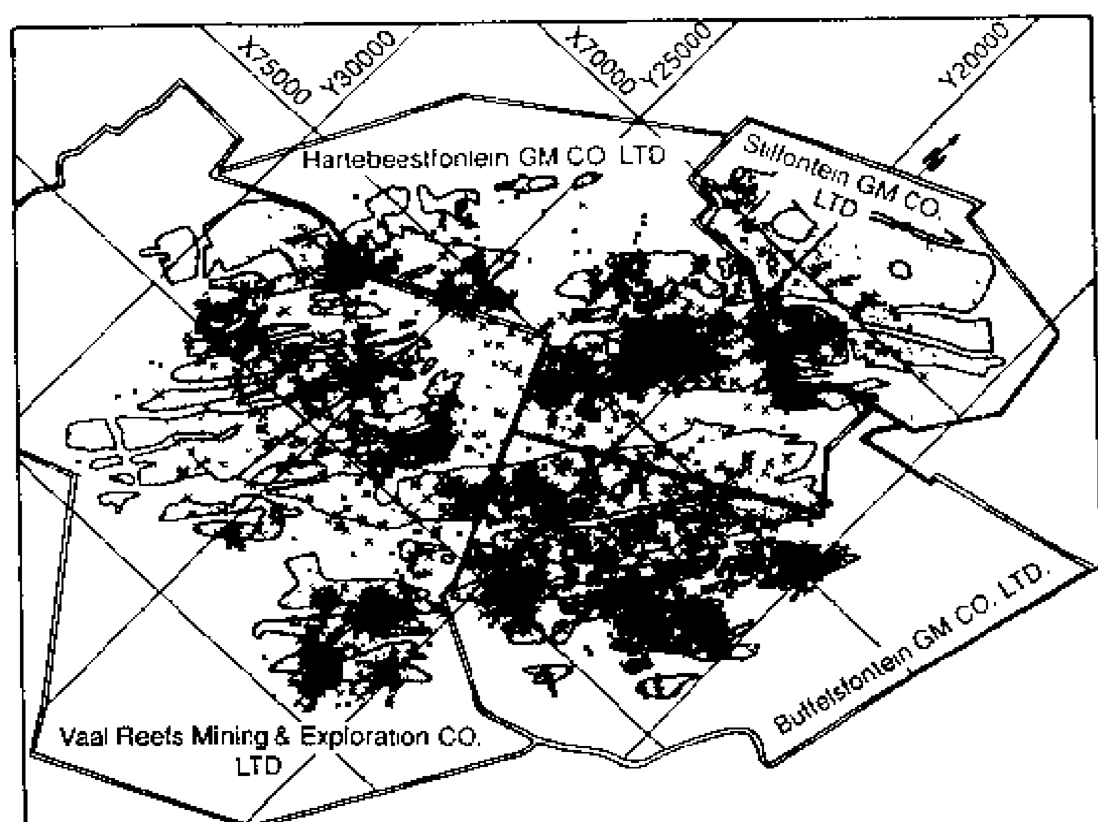


图 2.4 1971～1981 年间，在南非 Klerksdorp 金矿矿区观测到的地震事件的水平分布。阴影表示开采过的地区（Gay 等，1984，图 4，南非矿业和冶金研究院）

地质构造控制的残留矿体有关，并不一定和开采残留矿体本身的破裂有关。进一步讲，矿震的震源参数和地面运动参数，与一些天然地震十分相似（McGarr 等，1989），然而不是所有的断层和岩脉，都有地震活动，断层的行为依赖于它对矿脉层的取向、延伸和均匀性，以及摩擦和粘滞的特性（Syratt，1990）。一般地讲，地震活动广泛地分布在整个各自独立的矿区（图 2.4）。

1972 年至 1989 年间在 Welkom 金矿矿区，震级大于 4.5 级的地震事件，具有一些共同的特征（Van Aswegen，1990）。这些大的矿震事件沿着大的断层发生，由于它们的“缓慢”特性，它们主要引起“晃落型”破坏（面不是传统的“岩爆型”破坏）；

它们的震源区位于断层上，接近于已停工的回采面地区。

在南非 Carletonville 区域，断层和岩脉也参与矿震活动，而且主要的大震动都发生在它的附近。但那里断层的垂直位移只有 Klerksdorp 区的主断层的几分之一，并且震级上限是 4 级。相应的应力降和地面运动参数比观测到的浅源天然地震要高些（McGarr 等，1989）。然而这些应力降的区域性差异，正如 McGarr（1989）所介绍的那样，是由于不同的构造环境造成的，还是由于两个区域所使用的不同采矿技术造成的，是很难评价的事。在 Carletonville 地区，长壁开采方法广泛用于较大深度开采面，并且已发现矿柱是产生较大的地震事件的主破裂的主体（Lenhardt 和 Hagan，1990）。剪切应力沿着矿柱似乎增高达到它们的剪切强度，而长壁开采区在主破裂发生之前一直在发展。在主要的地质特征区，没有发生破裂，而所发生的地震事件又有很高应力降（Leach 和 Lenhardt，1990；Lenhardt 和 Hagan，1990）。在任何情况下，这些由开采诱发地震活动的地区性差异，对开采方式的选取是有重要的实际意义的（Dempster 等，1983）。

在 Carletonville 地区的 Western Deep Levels 金矿，开采深度在 1600～3500 m 之间，那里的地震活动性随深度面增大（Lenhardt，1990）。地震台网现在每月可记录到矿区内震级大于零级的地震超过 400 个，大于 3 级的地震，仅仅发生在地质间断面、拱台，以及平整和孤立柱的位置上。所有较大地震事件的 82％都发生在岩脉和断层附近，这些岩脉、断层都接近开采矿区或是开采后残留的地方。

对位于 Idaho 的 Lucky Friday 煤矿，做了地质特征与地震事件关系的统计分析（Scott，1990）。一共使用 746 个于 1982～1986 年间发生的、深度为 1600～1800 m 之间的地震事件，几乎每个事件都含有地质构造信息。初步结果指出，有 29％的地震事件发生在“走-滑”或断层面弯曲的地方，而 71％的地震事件和断层没有确定的联系。

已经有人在研究英国北 Staffordshire 与煤层开掘有关的地震活动性时，讨论了断层对地震活动的影响（Al - Saigh 和 Kusznir，1987）。如果矿山开采引起地层压力的重新分布，使滑动沿着主断层发生的话，就能够发现地震事件出现。特别是当活跃的长壁开采面驱向断层的下盘，并且平行于断层平面时，断层滑动就会发生。

波兰的 Lubin 铜矿区，开采始于 60 年代末，于 70 年代初开始出现地震活动，该区所观测到的大的地震事件水平面上都位于矿山工作区域内，但是这些事件在连续穿过本区的主断层两侧时分布是不同的：在断层的一侧，震动不频繁，但震级较大；而另一侧则是震级小、频度高；只有很少几个地震事件正好发生在断层上（Kazimierczyk 等，1988）。大的矿震随时间的分布是另一有兴趣的题目。由于矿区的开掘随深度在延展，大的震动数目随时间有稳定的增长。震级在 2.5 至 2.9 级之间的小震的数目，比 3.0 至 4.5 级之间的较大地震的数目增长要快得多。

考虑到地震事件的分布，那些对应于开采的第一种类型地震，或对应于地质不连续面的第二种类型地震，其定位的准确性就成为一个重要的问题。自第一个地下地震监测的台网在南非开始工作以来（Cook，1963），在地震仪器以及矿震的定位方法上已经获得很大的改进（Brink，1990；Green，1990；Mendecki，1990；Mendecki 等，1990；Kijko，1975，1978，Niewiadomski，1989；Mendecki 等，1990）。矿区采用两种三维地震监测系统。微震监测系统是个密集的地震台网，用于监测围绕着开采面活动的小到 -4 级的微震事件（Brink，1990）。这些事件定位的准确性在 10～20 m 量级或更小些。该系统用于指定矿区内选出的有兴趣的区域，并且限制在一定的时间间隔内。与微震系统相对照的是，一个覆盖整个矿区或开采区的地震台网，通常是网径达几公里的永久式地震台网，并且有地震记录和数据处理的中心设备（Mendecki 等，1990）。这种台网的地震事件定位精度可达 20～

50 m 或 50～100 m 偏差范围，这与传感器的数目、台网的尺度和布局有关。矿震的定位方法将在第四章详细介绍，第五章介绍适用于地下开采的最佳台网布局的设计方法。

§2.3 矿山地震的双峰分布：简述

我们将在第十二章详细介绍地震事件的双峰分布以及它的理论和应用。在这里仅适当地、简单地介绍这些方法。这种方法在判别矿震的主要类型方面，较之那些定量描述提供了更为准确的证据。一般地说，如何区分第一类和第二类矿震不是很清楚的。这里介绍的一种概率方法或许能给出两种地震事件的不同特征。

在研究波兰矿区较大地震事件的重复发生情况时，发现较大地震事件的经验分布模式，比早先知道的那些最为一般的分布模式，如 Gumbel 分布（Kijko 等，1982）要复杂得多。在仔细观察地震分布时，可以看到一种双峰分布特征。图 2.5 是由 Kijko 等人（1987）作的，给出的是 1972～1980 年之间波兰 Lubin 铜矿区最大震级的矿震发生的月概率分布。相似的关系也在波兰的上西里西亚煤盆煤矿的观测中发现。

双峰分布是由两种不同现象产生的随机变量的混合结果。第一个峰是对分布中的低能量成分的响应，第二个峰是对分布中的高能量成分的响应。图 2.5 中的水平线表示该时期的两种类型的最大事件位置，粗曲线对应于由 Kijko 等人提出的（1987）、由地震能量表示的双峰分布观测所描述的两种数学模型。设计一种数学模型来近似描述所观测到的分布特征，比解释这种特征要容易得多，但看来这个现象在感觉上似乎是真实的，即没有什么办法能靠单一的概率曲线来逼近所观测到的具有双峰的特征分布的现象。两组事件的特性可作出如下两种假设（Kijko，1987）：（1）双峰分布是岩体结构不连续和非均匀性的结果；（2）分布中的低能量成分是开采引起的应力释放的结果，而高能量成分是区

域开采引起应力与构造应力残值相互作用的结果。

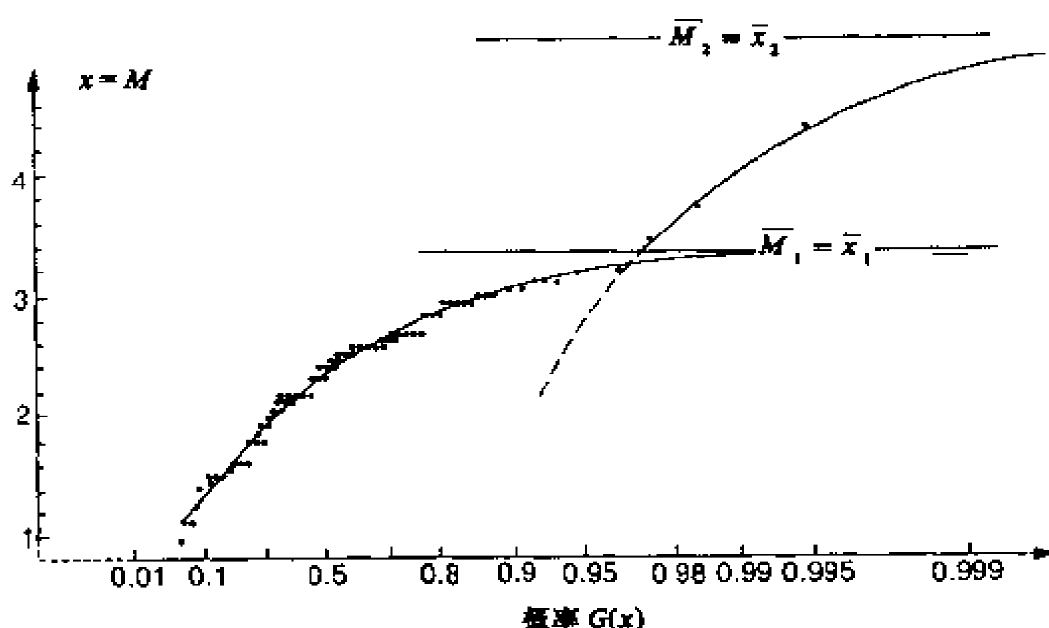


图2.5 1972～1980 年间，波兰 Lubin 铜矿月发生最大震级震动的概率分布（Kijko 等，1987，图 3）

无论哪一种解释都可以被接受，第一种假设，可以在上述一些采区被接受，而第二种假设，则适用于其他一些地区，那里地质因素在地震事件的起因上起着非常重要的作用。

已经发现天然地震的双峰分布在一些地区存在。与 1980 年 5 月华盛顿州 St.Helens 火山喷发有关的地震活动就是双峰分布，这点已被最大振幅信号的特征周期分布以及频次－震级关系所肯定（Main，1987）。这里地震活动性的双峰特征，最大可能是震源机制分离为短周期的构造地震和长周期的火山震动，其火山震动与岩浆房内流体的简谐振荡有关。另一个双峰地震活动分布的明显例子发现于密苏里的 New Madrid 等，解释为在该地区观测到的是两种类型孕震震源相互叠加的结果（Main 和 Burton，1984）。

第三章 短距离上的地震波

已经有许多优秀的、或多或少有些改进的教科书，适度地介绍了弹性波传播的一些细节或一般的方法，例如 Ewing（1957）等人、Aki 和 Richards（1980）的工作，Ben－Menahem 和 Singh（1981），Lee 和 Stewart（1981），Kennett（1983），White（1983），Hanyga（1984），以及 Bullen 和 Bolt（1985），这里提到的只是一部分。我们这里只介绍在下边章节所必需的短距离上地震波传播的基本概念。我们只择要介绍那些迄今为止地震波理论所必需的弹性理论的知识，有关这个题目更详尽的解释可参考有关教科书，例如 Jaeger 和 Cook（1976）的基础性工作，他们提出了更为严格的方法，或参考 Means（1979）的书中更为一般的描述。

§3.1 位移和应变

弹性理论与系统力作用下变形物质的应变有关。假设物质是连续的，并且限制在经典理论连续性力学的框架内，裂隙、连接点、弯曲平面以及岩石中其他扰动，对岩体的连续性假设提出质疑。若这些扰动与所给岩体的尺度相比很小，且未能改变岩体的力学性质时，我们则认为该岩体是连续的。试验表明，连续性力学，甚至应用于不连续的物质时，也常常可以提供正确结果，它所使用的数学方法比不连续理论要简单得多。

连续性力学的基本概念是物质质点的位移。加在物体上的力引起位移，使之从最初位置移至最终位置。在物体内，任一点 p 在直角坐标的一位置(x,y,z)上，移动到一新位置，它的位移分

量是 u, v, w。对于一邻近点 Q,其坐标为($x + \partial x, y + \partial y, z + \partial z$),可以由泰勒展开来描述它的位移分量。对于和弹性波有关的微小应变，在微元应变理论范围内，高阶项被忽略。引入以下符号：

$$w_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad 和 \quad e_{xy} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \tag{3.1}$$

循环改变 x, y, z 和 u, v, w,可分别得到其他相似的情况,点 Q 的位移分量能被写为：

$$\begin{aligned} &u + (w_y\delta z - w_z\delta y) + (e_{xx}\delta x + e_{xy}\delta y + e_{xz}\delta z) \\ &v + (w_z\delta x - w_x\delta z) + (e_{yx}\delta x + e_{yy}\delta y + e_{yz}\delta z) \\ &w + (w_x\delta y - w_y\delta x) + (e_{zx}\delta x + e_{zy}\delta y + e_{zz}\delta z) \end{aligned} \tag{3.2}$$

(3.2) 式中的第一项是点 p 的位移分量，表示没有旋转或变形的纯粹的平移；第一个圆括弧表示体元内没有平移或变形的旋转；第二个圆括弧表示该体元的变形。九个元素

$$\begin{matrix} e_{xx} & e_{xy} & e_{xz} \\ e_{yx} & e_{yy} & e_{yz} \\ e_{zx} & e_{zy} & e_{zz} \end{matrix} \tag{3.3}$$

是与物质内部变形或应变有关的所有量，这些给出的位移是其大小变化或体积变化的结果，但未被旋转。它们表示一个二阶的对称张量（因为 $e_{xy} = e_{yx}, e_{xz} = e_{zx}$,和 $e_{yz} = e_{zy}$),也称为点 p 的柯西(Cauchy)应变张量。$e_{xx} = \partial u/\partial x, e_{yy} = \partial v/\partial y$ 和 $e_{zz} = \partial w/\partial z$,分别表示彼此独立、互相垂直、平行 x, y 和 z 轴方向的三个分量。另外三个分量,e_{xy}, e_{yz} 和 e_{zx},称为应变的剪切分量,它们相当于在边长保持不变的前提下,在 xy, yz 和 zx 平面里最初成直角的体元角度变化的一半。一个最基本情况是,由最初始的矩形,扭曲为边长没改变的平行四边形。这些性质反映的变形特征是剪切性,并称角度 $2e_{xy}$,$2e_{yz}$ 和 $2e_{zx}$ 为剪切角。

在弹性理论中,对于任一给定的瞬间,通过点 p 有一组特殊的正交轴,使得 p 点应变的剪切分量为零。这样的轴称为 p 点的应变

主轴，相应的 e_{xx}，e_{yy}，e_{zz} 值称为主应变，它们能完全决定 p 点的变形，它也表明 $e_{xx}+e_{yy}+e_{zz}$ 与正交坐标系的选择无关。

当考虑包围着 p 点的一小部分物质变形时，点 p 的空间变形定义为，当边界表面面积接近于零时，由该物质增加的体积与最初体积的比值而作出的极限近似。如果 e_{xx}，e_{yy} 和 e_{zz} 是 p 点与变形有关的主应变，则 p 点的体膨胀 θ 等于

$$\theta = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \qquad (3.4)$$

这里我们忽略高阶项。即使 e_{xx}，e_{yy} 和 e_{zz} 表示另一主应变，这个关系仍是合理的。由于总和的不变，这一结果对任一笛卡尔坐标都是正确的。体积压缩是负的体膨胀。

§3.2 应　　力

任一物体的变形都是由作用于这个物体上的力引起的。我们考虑作用力的两种主要类型。一个是体力作用于单元质量上。它依赖于受影响的物质的量，并且能在一定距离上起作用。最普通的体力是重力，重力总是存在的，其他重要的力还有表面力（每单位面积），因为它们在物体的相邻部分之间、通过相接的表面起作用。如果力被限定沿着平面的正方向，就称为正向力，如果其方向垂直于正向，则称为剪切力或侧向力。一般地，若一表面力的方向既不平行也不垂直于所给平面时，它可以被分为正向与横向的分量。根据产生的变形，力的正向分量可以是压缩或是膨胀。

在物体内部作用于 p 点的力，可以作如下描述：在所给定的任一时刻，我们画出通过 p 点的在任一方向上的单位矢量 **n**（见图 3.1）。考虑穿过一小平面元素 δS 的力，包含 p 点并对应于单位矢量的正向，将物体分为两小部分。这些力是静态平衡的等同作用于 p 点的简单一组合力和力偶。当元素 δS 无限地缩小时，

则作用于δS的引力与δS面积的比值的极限是有限的，这单一的力称为与单位矢量方向相一致的p点的应力。力偶相对于δS的比值一般被忽略，因为δS的面积非常小。应力表现为一种表面力。

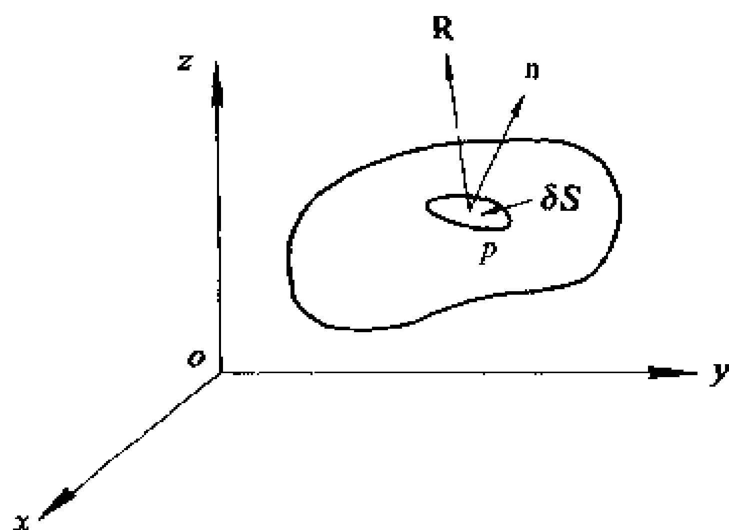


图 3.1 作用δS面元上的引力 **R**

应力分析的基础是纯静态的，就一般的关系只考虑物质的性质假设，它可能是弹性的、塑性的、粘性的或其他类型，只要物质是连续的。同样地，如果应变是无穷小，则相应的理论和应力分析，一样遵从线弹性的基本理论。

一般地说，p点的应力随着面元δS的正方向而变化。作为对p点应力的完整的描述，需要考虑作用于通过这一点的所有平面上的应力的作用。所有这些应力可被分解为穿过平行于坐标平面的那些平面上的应力分量。穿过每个这样的平面的应力可分解为平行于坐标轴的三个分量，这样便获得应力的九个元素

$$\begin{matrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{matrix} \tag{3.5}$$

式中第一个下标表示坐标轴正对于所给的平面，第二个下标表示坐标轴与应力是平行的。由九个分量组成的单元完全决定了包含这个点、且连续的任一小平面区域的应力张量，这个张量是二阶的。有相同下标的分量，p_{xx}，p_{yy}和p_{zz}，是应力的正分量，因为它们沿着所给平面的正向作用，而那些有不同下标的分量，是应力的横向分量，因为它们平行于平面作用。

使用坐标轴 x_1，x_2 和 x_3 代替 x，y 和 z，并且使用字母下标 i，j 和 k 取代数字 1,2 和 3，也是在张量分析中常用的。九个应力分量(3.5)式的元素可以简化写为 p_{ij}；一个附有两个下标的量表示九个分量，下标分别依次取 1,2,3 所有可能的组合。同样方便的是求和，如果一个下标在元素中出现二次，它将依次等于 1,2,3，并且结果相加。

任何一个二阶张量的分量在一个坐标系中都能转换为另一个坐标系中的分量。原坐标系中应力分量 p_{ij} 和新坐标系中 p_{kl} 之间的关系可以写为

$$p_{kl} = a_{ik}a_{jl}p_{ij} \tag{3.6}$$

其中 a_{ik} 和 a_{jl} 是新坐标轴相对于原坐标轴方向的余弦。应力张量是对称的，则有 $p_{ij} = p_{ji}$，并且九个分量中只有六个是独立的。

同样的情况适于应变的剪切分量，即在任一给定的点，总能找到三个互相垂直的轴，相对此轴应力剪切分量消失。这时三个保留的分量 p_{11}，p_{22} 和 p_{33} 是主应力，是压缩或膨胀的，和轴的方向一致称为主应力方向，在所给定点上的应力完全由三个主应力确定。一般地，无论如何，对不同的点而言，主轴的方向是不同的，作为整体描述应力，六个应力分量仍是需要的。

在岩石力学中，三个主应力被设计为 $\boldsymbol{\sigma}_1$，$\boldsymbol{\sigma}_2$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_3$，其大小为 $\sigma_1 \geqslant \sigma_2 \geqslant \sigma_3$。这几个量用来描述一点的应力。三轴应力是三个主应力是非零的状态，有两个主应力是非零的称双轴应力，仅有一个非零主应力是单轴应力。其他各量涉及到主应力的相对值。多轴应力有 $\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3$，轴向应力或有 $\sigma_1 > \sigma_2 = \sigma_3$（轴向压缩），或 $\sigma_1 = \sigma_2 > \sigma_3$（轴向膨胀），而且液体静态应力有 $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$。流体静态应力也称为流体静态压力，这仅是应力的一种，存在于流体中。任一空间列阵叫作应力场。最简单的应力场是均匀的，其中所有的应力张量分量在每一点上相等。

§3.3 应力-应变关系

在变形的物质中，应力的发生一定伴随着应变的发生。在一点上，在某瞬时应力分量和应变之间的关系依赖于物体的物质组成，并且联系应力和应变关系的方程称为“基本方程”。“完全弹性”是指在任一点上的应变分量，是这一点上应力分量的线性函数

$$p_{kl} = A_{ijkl}e_{ij} \tag{3.7}$$

式中 A_{ijkl} 是比例系数或称弹性系数，在岩石力学里称“刚度”，由 81 个系数组成。由于张量 p_{ij} 是对称的，且只有 6 个独立分量，所以这些系数中独立的不多于 36 个。这样就有 $A_{ijkl} = A_{jikl} = A_{ijlk}$。方程（3.7）描述了虎克定律的一般形式。

如果弹性行为完全独立于任一特殊方向，则物质称为**各向同性**。对于完全弹性各向同性物质，其关系式可写为

$$p_{11} = Ae_{11} + B(e_{22} + e_{33}) + Ce_{23} + D(e_{31} + e_{12}) \tag{3.8}$$

$$p_{23} = Ee_{11} + F(e_{22} + e_{33}) + Ge_{23} + H(e_{31} + e_{12}) \tag{3.9}$$

式中系数 A,B,C,D,E,F,G 和 H 仅依赖于特定的物质以及热力学条件。系数独立于特定轴的方向。

如果轴是点 p 的应变主轴，则有 $p_{12} = p_{13} = p_{23} = 0$，这说明点 p 的应力主轴与点 p 的应变主轴一致。相似地，这也能显示为 $C = D = E = F = H = 0$ 和 $A - B = G$。这样，对于完全弹性、各向同性性质而言，8 个系数能够利用两个弹性参数来表达。一般用 λ 和 μ 表示这两个参数，此时 $\lambda = B$ 和 $\mu = \frac{1}{2}(A - B)$。现在方程（3.8）和（3.9）能被替换为

$$p_{11} = \lambda\theta + 2\mu e_{11} \tag{3.10}$$

和

$$p_{23} = 2\mu e_{23} \tag{3.11}$$

式中膨胀系数定义见公式（3.4），完整的应力-应变关系是

$$p_{ij} = \lambda\theta\delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \tag{3.12}$$

其中 δ_{ij} 是特殊的二维张量，当 $i = j$ 时，它的分量等于 1，当 $i \neq j$ 时，等于 0。

关于这两个常数，μ 有比较简单的物理意义。它量度弹性物体对于剪切变形的阻力，叫作**刚度模量**。常数 λ 由于和经验性观测量的关系不是简单的关系，它的值通常是由 μ 和其他经验性判定系数计算出来。如果在全弹性各向同性物体的特定点 p 邻近区域内，物体在流体静压状态下被作用一附加应力，则这压力相应产生压缩的比值称作体变模量，或称 p 点的**不可压缩** k。体变模量 k 能被简单的 λ 和 μ 表示为

$$k = \lambda + \frac{2}{3}\mu \tag{3.13}$$

另外一对重要的弹性系数是杨氏模量 E 和泊松比 σ。若点 p 是在一小圆筒内，则在圆筒的每个端点的应力是正向的，并且没有引力穿过圆筒的侧向表面，p 点的杨氏模量是圆管的边缘任一点上应力与圆筒径向延展的比值；而泊松比是侧向压缩对于径向延展的比值。弹性系数 E 和 σ 可方便地由 λ 和 μ 表示为

$$E = \frac{p_{11}}{e_{11}} = 2\mu + \frac{\lambda\mu}{\lambda + \mu} = 2\sigma(1 + \sigma) \tag{3.14}$$

和

$$\sigma = -\frac{e_{22}}{e_{11}} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \tag{3.15}$$

同样地，弹系系数 λ，μ 和 k 能方便地用 E 和 σ 来表达。

关系式(3.12)是以应变 e_{ij} 来表示应力 p_{ij}，参数 E 和 σ 是最有用的。对一些固体而言，尤其对大多数岩石，两个弹性参数 λ 和 μ 近乎相等，即泊松关系 $\lambda = \mu$，这种简化式是偶然的，对应于 $k = \frac{5}{3}\mu$，$\sigma = \frac{1}{4}$。

在应变体内储存的应变能量或热能是极为重要的。在基础物理学中，弹性能量的概念是和弹簧的压缩和延展相联系的。当弹簧

的端点被释放时，势能转化为动能并且运动作功。在变形条件下弹性体内积累弹性能的概念和上述方式相似。考虑在一小块物体内由力所作的全部的功，在此情况下，功表示单位体积积累的弹性应变的势能，能被表示为每单位体积内的全部势能 W

$$W = \frac{1}{2} p_{ij} e_{ij} \tag{3.16}$$

W 也称为**应变-能量密度**或**应变-能量函数**。有时也叫作**弹性势能**，因为应变或应力的任一分量都能够由函数 W 的偏微分得到。

由关系式（3.4）、（3.12）和（3.16），表达各向同性物质中的弹性行为，总的弹性能量为

$$W = \frac{1}{2}(\lambda\theta^2 + 2\mu\lambda e_{ij}^2) \tag{3.17}$$

按照求和的规则，式中我们理解 $e_{ij}e_{ij}$ 为 e_{ij}^2。

§3.4 运动方程

如果力是不平衡的，弹性体产生变形，需要用运动方程来描述物体所有点的运动。为得到运动方程，要考虑穿过体元表面对应于（3.5）式的力的分量和，正比于大小为 $\delta x_1, \delta x_2, \delta x_3$ 的体元质量的体积力 X_1, X_2, X_3。

引入 p 点的加速度分量 d^2u_i/dt^2，式中 $u_i(i = 1,2,3)$ 是位移分量，t 是时间，介质的密度为 ρ，惯性力表示为 $\rho(d^2u_i/dt^2)\delta x_i$。在每一分量上加上所有的力和惯性力，得到运动方程为

$$\rho \frac{d^2 u_i}{dt^2} = \rho X_i + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} \tag{3.18}$$

这个方程组称为柯西方程，表示弹性介质中应力分量与加速度的联系。然而，在许多问题中，需要考虑和位移的直接联系。由方程（3.12）和（3.18）有

$$\rho \frac{du_i}{dt^2} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\lambda\theta\delta_{ij} + 2\mu e_{ij}) + \rho X_i \tag{3.19}$$

如果物质是各向同性的，其中参数 λ 和 μ 是常数，那么根据位移得到的运动方程是

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i + \rho X_i \qquad (3.20)$$

其中 ∇^2 是拉普拉斯算子，是笛卡尔坐标系 $\partial^2/\partial x_i^2$ 二阶偏微分的总和，在关系式(3.20)中，d^2/dt^2 被 $\partial^2/\partial t^2$ 代替，因为位移 u_i 是非常小的，而且分量 $\partial u_i/\partial x_i$ 的二次幂总被忽略。

假设体力可以忽略，则扰动的运动方程为

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i \qquad (3.21)$$

对方程（3.21）两边分别求 x_i 微分(包括分别对 $i = 1,2,3$ 求微分的结果)，对方程两边做旋度运算，再调用式（3.4），能得到下列方程：

$$\rho \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \theta \qquad (3.22)$$

和

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathrm{curl}(u_i) = \mu \nabla^2 \mathrm{curl}(u_i) \qquad (3.23)$$

这些方程分别是标量方程和矢量方程。它表示有两种类型的扰动可以通过弹性固体传播。由方程（3.22）所得膨胀的（或无旋度的）扰动 θ，可以通过物体以速度 α 传播，

$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \qquad (3.24)$$

由方程（3.23）得旋度（或等效的）扰动可以以速度 β 传播

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \qquad (3.25)$$

由这种关系可得 $\alpha > \beta$。在地震学中，两种波的类型分别叫作**初至波**（P）和**续至波**（S）。如果剪切模量 μ 是零，则速度 β 也是零。这些旋度波不能通过流体传播。如果采纳泊松关系 $\lambda = \mu$，则 $\alpha/\beta = \sqrt{3}$。这个数值和地球上大部分实际条件相一致。

由数学方程和波的传播建立联系。为引入弹性波动方程，习惯上规定固体物体内以标量势 φ 和矢量势 ψ_1 来表示位移:

$$u_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_3}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi_2}{\partial x_1},$$

$$u_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_1}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi_3}{\partial x_1}, \qquad (3.26)$$

$$u_3 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_2} + \frac{\partial \psi_2}{\partial x_3} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x_1}$$

或以矢量形式

$$u_i = \mathrm{grad}\varphi + \mathrm{curl}\psi_i \qquad (3.27)$$

由 θ 的定义，如(3.4) 给出的，则有 $\theta = \nabla^2\varphi$，要满足运动方程(3.21) 的函数 φ 和 ψ_1 应是下面这两个方程的解

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \alpha^2 \nabla^2 \varphi \qquad (3.28)$$

和

$$\frac{\partial^2 \psi_i}{\partial t^2} = \beta^2 \nabla^2 \psi_i \qquad (3.29)$$

类似于方程（3.23）和（3.33），它们是笛卡尔坐标内描述这两种类型扰动的波动方程。借助于引入位函数 φ 和 ψ_i，我们的问题已经简化为以经典形式求解波动方程。发现两种波动方程，在固体中分别表示压缩波和变形波，传播波速分别为 α 和β。变形波，也称之为**剪切波**或**横波**，一般用三个函数 ψ_i 来表示，并且是方程（3.29）的解。还可包容一附加的作用，诸如体力或有限应变的作用，但这些内容在这里不做讨论。

§3.5 平面地震波

波动方程（3.28）和（3.29）是二阶偏微分方程。他们的通解，已证明适应于均匀各向同性介质中波的传播的全部情况，但因实际情况相当复杂，我们首先考虑简单的情形。如果波距离有

限的扰动源充分远，则可以认为是平面波，这种近似对一些地震学问题是很接近的，并且在这种情况中，和 P 波、S 波相联系的位移，称为**远场位移**，分别是纵波和横波。

可能最简单的情况是一维波动方程，如果采取沿着 x_1 轴的方向，这是直角坐标系 x_i 中三个坐标之一，此时位移分量 u_i 不依赖于坐标 x_2 和 x_3，我们得到

$$\theta = \frac{\partial u_1}{\partial x_1}, \nabla^2 u_1 = \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2}, 和 \frac{\partial u_i}{\partial x_2} = \frac{\partial u_i}{\partial x_3} = 0 \quad (3.30)$$

现在采取方程（3.21）的统一的形式

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2} \qquad (i = 1,2,3) \qquad (3.31)$$

其中 c 是受(3.24)和(3.25)式限制的 α 或 β。方程(3.31)的一般解为

$$u_i = f_i(x_1 - ct) - F_i(x_1 + ct) \qquad (3.32)$$

或

$$u_i = f_i(t - x_1/c) + F_i(t + x_1/c) \qquad (3.33)$$

其中 f_i 和 F_i 是任意的二维微分函数，并且平面波以波速 c 分别沿 x_1 轴的正向和反向传播，进行叠加。如果与传播方向有个角度，方向余弦为 $\nu_j(j = 1,2,3)$，则满足方程

$$u_i = f_i(\nu_j x_j - ct) + F_i(\nu_j x_j + ct) \qquad (3.34)$$

对方程（3.31）解的另一近似，根据一个尝试的替代形式

$$u_i = A_i \exp\left[i \frac{2\pi}{l}(\nu_j x_j - ct) \right] \qquad (3.35)$$

式中 $\nu_j^2 = 1$，代表简单的调和(或正弦)前进平面波，波长 l 或波数 $\kappa = 2\pi/l$，周期 $T = l/c$。ν_j 可以认为是在线 L 方向上的余弦。方程(3.35)代表一个沿着 L 方向以波速 c 传播的平面前进波系统。关系(3.35)替代方程(3.21)，可导出 A_i 的三个均匀线性方程

$$-\rho c^2 A_i + (\lambda + \mu)\nu_i(A_j \nu_j) + \mu A_i = 0 \qquad (3.36)$$

系数 A_i 决定位移矢量的分量，这可以认为是矢量 **B**、**C** 和 **D** 互

相垂直的结果，式中 **B** 是在 L 的方向上。使 x_1 轴在 L 的方向上，x_2 和 x_3 轴分别在 **C** 和 **D** 的方向上，可导出条件 $\nu_1=1$ 和 $\nu_1=\nu_3=0$，我们将分量 **B** 引入关系（3.35），有 $A_1=B$ 和 $A_2=A_3=0$，对于分量 **C**，$A_2=C$ 和 $A_1=A_3=0$，对于分量 **D**，$A_3=D$ 和 $A_1=A_2=0$，此时方程（3.36）采取形式为

$$-\rho c^2B+(\lambda+2\mu)B=0$$
$$-\rho c^2C+\mu C=0$$
$$-\rho c^2D+\mu D=0 \qquad (3.37)$$

式中波速 $c=\alpha=[(\lambda+2\mu)/\rho]^{1/2}$ 和平行于传播方向的位移分量有关，波速 $c=\beta=[\mu/\rho]^{1/2}$ 和相对于传播方向的二个相互垂直方向上的分量有关。

两种类型的波即 P 波和 S 波互相是独立的，S 波可以被平面偏振。当 S 波以这种方式受到偏振时，介质中所有的质点在传播中沿水平方向运动，被记为 SH，当质点在限定的传播方向的垂直平面内运动时，波记为 SV。这种平面波传播系统，例如沿着由三个独立部分组成的 L 方向，可表示 P（纵波），SH（水平偏振剪切波）和 SV（垂直偏振剪切波）地震波。

为描述和弹性运动有关的能量，可以使用两个近似。在任一瞬时，在平面 $x=x_a$ 和 $x=x_b$ 之间的介质中振动，动能和势能 E_k 和 E_p 可由最简单的一维波动位移表示，考虑位移分量 u，能有下式表达

$$E_k=\frac{c_1}{2}\int_{x_a}^{x_b}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2\mathrm{d}x,\quad E_p=\frac{c_2}{2}\int_{x_a}^{x_b}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\mathrm{d}x \qquad (3.38)$$

c_1 和 c_2 分别是常数。符合波动方程

$$\frac{\partial^2u}{\partial t^2}=\frac{c_1}{c_2}\frac{\partial^2u}{\partial x^2} \qquad (3.39)$$

波速为 $c=\sqrt{c_1/c_2}$。如果解 $f(x-ct)$ 符合(3.32)式，被替换为(3.38)式中的 u，则可见其结果是相等的。因面，在正在传播中

的任一瞬间，能量一半为动能，一半为势能。

在一些问题中，使用能量密度是很方便的，定义它为介质中每单位体积内的能量。弹性应变-能量密度的概念，能用来描述平面波运动的能量。介质的应变能是指在假设的结构下作功的功率，而且关系式（3.16）显示出应变-能量密度等于 $\frac{1}{2}p_{ij}e_{ij}$。对平面波而言，将应力-应变关系用于各向同性介质［见式(3.12)］，则在各种情况下 P 波或 S 波的应变-能量密度等于动能-能量密度

$$\frac{\partial u_1}{2} p_{ij}e_{ij} = \frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)^2 \tag{3.40}$$

能量密度仅依赖于 t 和 x_i，而且能量传播的速度和 P 或 S 的波速没什么不同。它也遵循平面波能量传递的流动速率，它表示每单位时间穿过沿着传播方向的单位面积的能量传递量值，对于 P 波是 $\rho\alpha(\partial u_i/\partial t)^2$，对 S 波是 $\rho\beta(\partial u_i/\partial t)^2$。这个结果仅对各向同性均匀介质内的平面波是有效的，并且依赖于物性和在计算流动速率值点上的平面波特性。

§3.6 球面地震波

在一球对称的球坐标体系中，令 $R^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$，且假设 $\varphi = \varphi(R, t)$，波动方程（3.28）采取如下形式

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \alpha^2\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial R^2} + \frac{2}{R}\frac{\partial \varphi}{\partial R}\right) \tag{3.41}$$

既然 R 和 t 是独立的，上式可以简化，使球对称的球面波波动方程写为

$$\frac{\partial^2(\varphi R)}{\partial t^2} = \alpha^2 \frac{\partial^2(\varphi R)}{\partial R^2} \tag{3.42}$$

这个方程中的 φR 和平面波的情况是一致的，它的一般解的形式为

$$\varphi = \frac{1}{R}[f(R - \alpha t) + F(R + \alpha t)] \tag{3.43}$$

其中 f 和 F 是任意函数。式(3.43) 中每一项,在给定的时间 t,在球面 R(R 为常数)上有一对应值。如果 f 和 F 是周期函数,则式(3.43) 代表球面波向着或远离球心点(R 为常数)传播的无限的序列。

相似的过程用于 (3.29),导出下式

$$\psi_i = \frac{1}{R}[g_i(R - \beta t) + G_i(R + \beta t)] \tag{3.44}$$

式中 g_i 和 G_i 是任意函数。函数 f 和 g_i 表示自源点向外辐射,反之函数 F 和 G_i 符合扰动向着源点传播,并且通常是零。(3.43) 式(或 3.44) 类型的球面解是函数

$$\varphi = \frac{A}{R}\exp[i(\kappa_\alpha R - \omega t)] \tag{3.45}$$

式中 A 是常数,$\kappa_\alpha = \omega/\alpha$ 是波数,$\omega = 2\pi/T$ 是角频率。这种形式的解用于无限介质,或用于有限域的一定时间间隔内,直到要考虑边界影响。对这种解有两个近似。可视为球面波、平面和圆柱体波的叠加。

Weyl积分以平面波为基础,求和得出点源的解。公式(3.35) 中第一项指数因子仅依赖于距离,能写成重积分的形式

$$\frac{\exp(-i\kappa_\alpha R)}{-i\kappa_\alpha R} = \iint \exp(i\kappa_\alpha \nu_i x_i)\mathrm{d}s \tag{3.46}$$

式中 $\mathrm{d}s$ 是一表面单元。这是在半球上积分形式 $\nu_3 > 0$ 形式,单位球面 $\nu_i^2 = 1$。

Sommerfeld 积分是用于圆柱体波的模拟结果。关系式(3.45) 的第一项指数因于能写为

$$\frac{\exp(i\kappa_\alpha R)}{R} = \int_0^\infty J_0(\kappa r)\exp(-\nu|z|)\frac{\kappa}{\nu}\mathrm{d}\kappa \tag{3.47}$$

式中 J_0 是零阶贝塞尔函数,z 和 r 是圆柱坐标,且有 $\nu^2 = \kappa^2 - \kappa_\alpha^2$,

κ 是参数。这里的被积函数是一种新的基波，圆柱波相对于垂直轴对称，因而分离因子明显依赖于 r 和 z。

§3.7 成层介质中的平面波

早先所考虑的波动方程是和三维无限空间介质中传播的弹性波相联系。下面将考虑有着自由平面边界的、均匀和各向同性半空间内的弹性波，这是有边界介质中最简单的例子。

自由边界是一个水平面 $x_1x_2(x_3=0)$，平面 P 波的波列在 x_1x_3 平面内沿 AC 方向传播（图 3.2），它和边界方向的 e 角或者说与边界法线方向成 i 角（$i=\pi/2-e$）。相似地，平面 SV 的波列在 BO 方向上传播（图 3.3），它和边界成 f 角。平面波与 x_2 无关，并且对应于 P 和 SV 波位移（方程 3.26）

$$u_1=\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}-\frac{\partial\psi}{\partial x_3}\quad 和 \quad u_3=\frac{\partial\varphi}{\partial x_3}+\frac{\partial\psi}{\partial x_1} \tag{3.48}$$

被一起考虑，而 SH 波要单独讨论。函数 φ 和 ψ 满足波动方程 (3.28) 和 (3.29)。

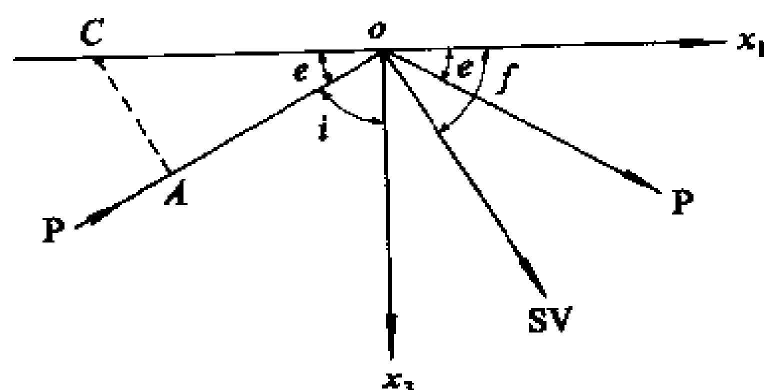


图 3.2 P 波在弹性固体自由表面的反射

边界条件是在表面 x_1x_2 上没有应力；此时 $z=0$，

$$p_{31} = \mu\left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right) = \mu\left(2\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2}\right) = 0 \tag{3.49}$$

$$p_{32} = \frac{\partial u_2}{\partial x_3} = 0 \tag{3.50}$$

$$p_{33} = \lambda\theta + 2\mu\frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \lambda^2 \nabla \varphi + 2\mu\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1 \partial x_3}\right) = 0 \tag{3.51}$$

方程 (3.49) 和 (3.51) 仅包含势函数 φ 和 ψ,以描述平行于 $x_2 = 0$ 的运动,而方程(3.50)仅包含垂直于平面($x_2 = 0$)的运动 u_2。势函数(φ, ψ)表示的运动对应于 P 和 SV 波,u_2 表示的运动对应于 SH 波,它们彼此是独立的。

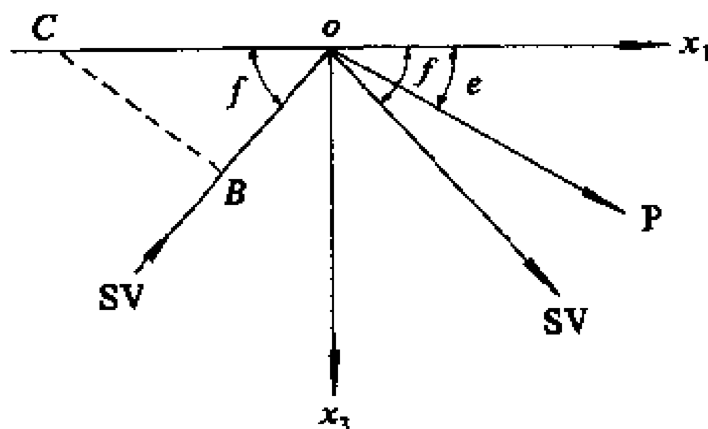


图 3.3 SV 波在弹性固体自由表面的反射

对于入射 P 波,可以有 P 和 S 型的反射波,此时方程 (3.49) 和 (3.51) 的解有以下形式

$$\varphi = A_1 \exp[i\kappa(x_1 - x_3 \tan e - ct)] + A_2 \exp[i\kappa(x_1 + x_3 \tan e - ct)] \tag{3.52}$$

$$\psi = B_2 \exp[i\kappa(x_1 + x_3 \tan f - ct)] \tag{3.53}$$

方程 (3.52) 右边第一项相当于入射波;第二项对应于反射波。

在所有的波中如果 x_1 和 t 的系数不一样，它就不可能对所有的 x_1 和 t 的值满足 $z=0$ 的条件。应当记住，目前所讨论的问题中，波速 c 不是真实的波速，而是波前沿表面的超前速度，其平面波前切割平面边界；它是沿着表面的视速度。利用波数 κ 所作类似解释也是很贴切的。由图 3.2 和 3.3，注意到 P 或 S 波传播的距离，可有

$$\tan e=(c^2/\alpha^2-1)^{1/2},\quad \tan f=(c^2/\beta^2-1)^{1/2},$$

而且 $$c=\alpha\sec e=\beta\sec f$$

或 $$\frac{\cos e}{\alpha}=\frac{\cos f}{\beta} \tag{3.54}$$

这类似于几何光学中的斯内尔定律，角 e 被称为**出射角**，是入射角 i 的补角。$\pi/2-f$ 是 S 波的反射角。如取简化的泊松关系，$\lambda=\mu$，则 $\alpha/\beta=\sqrt{3}$ 可以接受，其边界条件采用的形式为

$$2(A_1-A_2)\tan e+B_2(\tan^2 f-1)=0$$

$$(A_1+A_2)(1+3\tan^2 e)+2B_2\tan f=0 \tag{3.55}$$

由方程（3.55），比值 A_2/A_1 和 B_2/A_1 可以用角 e 和 f 来表示：

$$\frac{A_2}{A_1}=\frac{4\tan e\tan f-(1+3\tan^2 e)^2}{4\tan e\tan f+(1+3\tan^2 e)^2} \tag{3.56}$$

$$\frac{B_2}{A_1}=\frac{-4\tan e(1+3\tan^2 e)}{4\tan e\tan f+(1+3\tan^2 e)^2} \tag{3.57}$$

并且根据（3.54）式，f 能方便地由 e 来表达。

由方程(3.57)可得，在垂直入射 $e=\pi/2$，和掠射 $e=0$ 时，B_2 消失。在这两例中反射仅由 P 波组成，所以 SV 型的反射扰动，存在于入射角为零和 $\pi/2$ 之外的所有情况下。如果 $(1+3\tan^2 e)^2=4\tan e\tan f$，则系数 A_2 消失。这个方程有两个解，$e=12.8°$ 和 $e=30°$，并且对这两个出射角，没有反射 P 波存在，然而在它们之间，A_2/A_1 的比值非常之小。入射角度在 12°至 63°之间，至少有一半成为 SV 反射波。

对入射 SV 波（图 3.3），如果边界条件可以满足，则入射波

导致出现反射转换波和反射纵波，

$$\varphi = A_2\exp[i\kappa(x_1 + x_3\tan e - ct)] \tag{3.58}$$

$$\psi = B_1\exp[i\kappa(x_1 - x_3\tan f - ct)] + B_2\exp[i\kappa(x_1 + x_3\tan f - ct)] \tag{3.59}$$

假设泊松关系再次被接受，则能得到以下反射系数之间的关系

$$\frac{A_2}{B_1} = \frac{4\tan f(1 + 3\tan^2 e)}{4\tan e\tan f + (1 + 3\tan^2 e)^2} \tag{3.60}$$

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{4\tan e\tan f - (1 + 3\tan^2 e)^2}{4\tan e\tan f + (1 + 3\tan^2 e)^2} \tag{3.61}$$

如果 $\tan e = 0$ 或 ∞，则发生 SV 的全反射。SV 反射波的振幅 B_2 在角度 $f = 55.7°$ 和 $f = 60°$ 时消失，并且在角度为 55° 至 75° 的范围内，有一半以上的能量转为反射 P 波。若 $\cos f > \beta/\alpha$，由关系式(3.54)，可得到 $\cos e > 1$，且 e 变为虚数。在这样的情况下，对于充分小的 f，反射 SV 波振幅等于入射波的振幅，但位相不一样，而且掠射 P 波不再是谐波，而是限制在自由表面附近的运动。

对 SH 入射波，我们取方程（3.50）的解为以下形式

$$u_2 = C_1\exp[i\kappa(x_1 - x_3\tan f - ct)] + C_2\exp[i\kappa(x_1 + x_3\tan f - ct)] \tag{3.62}$$

由边界条件（3.50），可得 $C_2 = C_1$。这样所有的能量都以 SH 波反射回来。反射波的振幅等同于入射波，而且自由表面的水平位移两倍于入射波。

更为一般的情况是，在两个完全弹性、各向同性的密接的固体介质界面上，地震波发生反射和折射，界面被平而水平边界分开，且离开边界无限延伸。一般地说，任一在界面上的入射波都将在两边介质内产生纵波和横波。边界条件是穿过分界面的位移和应力时时处处连续。

对于入射 P 波和 SV 波，必须满足四个边界条件，要求穿过边界的两个位移分量 u_1 和 u_3，两个应力 P_{31} 和 P_{31} 连续。像前边

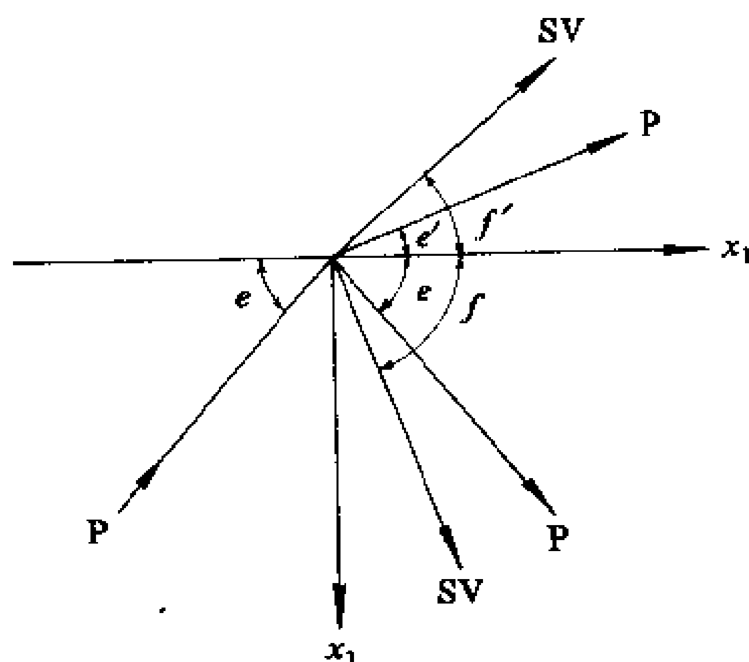


图 3.4　两个弹性固体界面上 P 波的反射

介绍的，分界面是 $x_3 = 0$ 的平面，波近似从 x_3 的正方向到达。下标 1 和 2 分别表示入射波、反射波，关于折射波的特征量，我们有以下解：

$$\varphi = A_1\exp[i\kappa(x_1 - ax_3 - ct)] + A_2\exp[i\kappa(x_1 + ax_3 - ct)] \tag{3.63}$$

$$\psi = B_1\exp[i\kappa(x_1 - bx_3 - ct)] + B_2\exp[i\kappa(x_1 + bx_3 - ct)] \tag{3.64}$$

$$\varphi' = A'\exp[i\kappa(x_1 - a'x_3 - ct)] \tag{3.65}$$

$$\psi' = B'\exp[i\kappa(x_1 - b'x_3 - ct)] \tag{3.66}$$

其中角度 e, f, e' 和 f' 定义如图 3.4 和 3.5，并且 $a = \tan e, b = \tan f, a' = \tan e'$，以及 $b' = \tan f'$。系数 c 和 κ 在所有四个解中是一样的，因为假设边界条件分界面上与 x 和 t 无关，由此可立即推导出反射和折射的基本规律

$$c = \frac{\alpha}{\cos e} = \frac{\beta}{\cos f} = \frac{\alpha'}{\cos e'} = \frac{\beta'}{\cos f'} \tag{3.67}$$

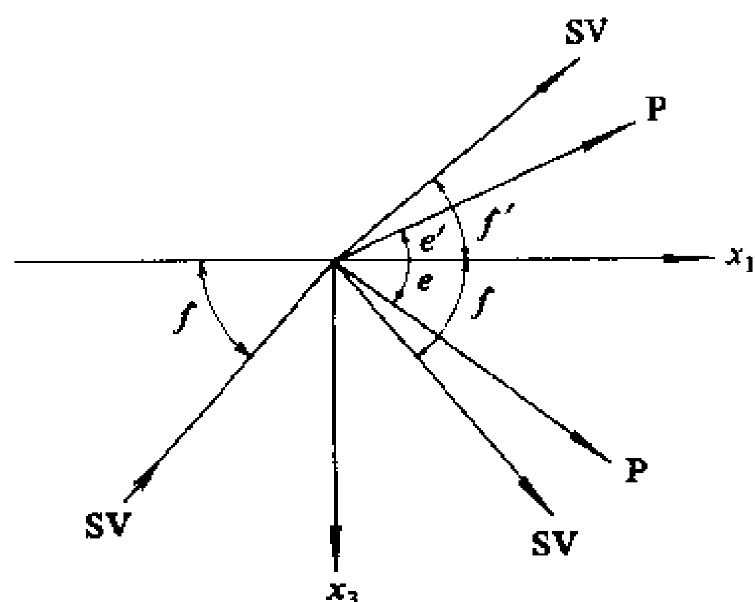


图 3.5　SV 波在两个弹性固体间界而上的反射

这些条件意味着对于实数角度 e, f, e' 和 f' 来说,速度 c 必须大于速度 α、β、α' 和 β'。当任意一个系数 a, b, a' 和 b' 是虚数,就会出现反射系数为复数,表示震相改变。

在 $x_3 = 0$ 处,四个边界条件 $u_1 = u'_1, u_3 = u'_3, p_{33} = p'_{33}$ 和 $p_{31} = p'_{31}$,给出

$$A_1 + A_2 - b(B_1 - B_2) = A' - b'B' \tag{3.68}$$

$$a(A_1 - A_2) + (B_1 + B_2) = aA' + B' \tag{3.69}$$

$$\rho\beta^2\{(b^2 - 1) + (A_1 + A_2) + 2b(B_1 - B_2)\}$$
$$= \rho'\beta'^2\{(b'^2 - 1)A' + 2b'B'\} \tag{3.70}$$

$$\rho\beta^2\{-2a(A_1 - A_2) + (b^2 - 1)(B_1 + B_2)\}$$
$$= \rho'\beta'^2\{-2a'A' + (b'^2 - 1)B'\} \tag{3.71}$$

这些方程必须用数值求解。一般会出现单一类型的入射波，因而有 $A_1 = 0$ 或 $B_1 = 0$，四个振幅系数可以由入射波的振幅来表达。

虽然有许多情况已经计算得很详细，但分界而上入射波的形态是多种多样的，这对于一般的描述是个挑战。描述从 SV 波导

出 P 波或者从 P 波导出 SV 波都是很方便的，这是一种转换波。最接近于一般规则的是传递的转换波通常很小，前提是要 P 波和 S 波的波速比在两种介质内差别不大。如果一方介质是流体，只有 P 波被传递。在这种情况下，能由入射在固体和流体分界表面上的 SV 波导出 P 波。

对于在两个固体介质的界面上入射的 SH 波，我们取

$$u_2 = \begin{cases} C_1\exp[i\kappa(x_1 - x_3\tan f - ct)] \\ + C_2\exp[i\kappa(x_1 + x_3\tan f - ct)], \quad x_3 > 0 & (3.72) \\ C'\exp[i\kappa(x_1 - x_3\tan f' x_3 - ct)], \quad x_3 < 0 & (3.73) \end{cases}$$

连续条件是

$$C_1 + C_2 = C' \tag{3.74}$$

以及（由关系式（3.25）得出 $\mu = \rho\beta^2$）

$$\mu\tan f(C_1 - C_2) = \mu'\tan f' C' \tag{3.75}$$

若 f' 是实数，则 C' 也是实数；若 f' 是虚数，则有伴随相位改变的全反射。也可能有完全传递（$C_2 = 0$），当

$$\mu\tan f = \mu'\tan f' \tag{3.76}$$

对于角 f' 的一些中间值，如果 $\beta < \beta'$，这个条件通常是能满足的。

平面波在被平界面分开的两个半无限介质内传播中，除观测到的直达波、反射波和折射波之外，当一平面波在平面边界上以临界角 e_c（对应 P 波）或 f_c（对应于 S 波）入射时，可出现一种重要的情况，此时 $e_c = \arccos(\alpha/\alpha')$，其中 $\alpha < \alpha'$。在界面上以临界角入射之后，波在介质内以高速平行于界面传播。当脉冲源和接收器位于低速介质一侧，并且它们之间的距离充分地大于它们到与高速介质相接的平面上的距离时，首先到达的波是沿图 3.6 所表示的路径传播的波。这是著名的折射波，是由 Mohorovičić 于 1909 年在近震记录上发现的。这也是地震勘探中的折射方法的基础。然而，不能期望以几何光学范畴内的方法得到能量关系。对这些沿着边界传播的波，称为**衍射波**，**首波或锥形波**，要

做解释需要找到适当的全波衍射理论，例如，Kennett（1983）写的书。首波的表面运动常常是很小的，因为他们的振幅沿着界面随距离增加而减小。

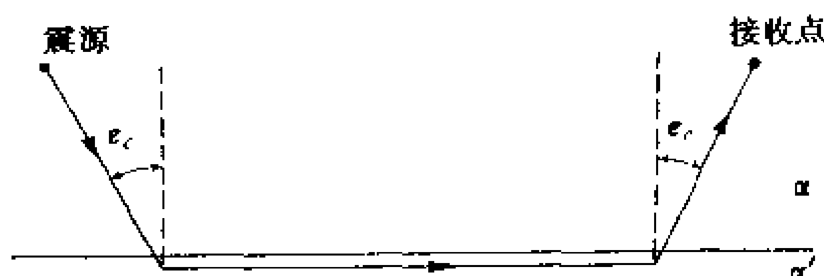


图 3.6　当波速 $\alpha < \alpha'$ 时首波 P 的传播

除 P 波、S 波之外，还有自由表面的固体介质能够传递两种类型的面波，它们被限制在邻近表面的地方，并且在很大的深度处有很小的运动。面波在远距离上是特别重要的，因为它们振幅的变化与离源的距离的平方根成反比，而体波的振幅随距离成比例地减小。这样体波在近距离上要大些。这样体波在近距离上是突出的，面面波可以在远距离上要大些。瑞利于 1887 年提出了半无限弹性固体的自由表面上的面波理论，并且这些波以他的名字命名。它们的速度较 β 要小些，当 $\alpha/\beta=\sqrt{3}$ 时(采纳泊松关系 $\lambda=\mu$)，瑞利波的速度是 0.92β。波被极化，即介质的质点在平行于波的前进方向上的垂直平面内运动，用在垂直方向上的最大位移可描绘出一椭圆轨迹。瑞利波是接近表面的 P 波、全部反射的 S 波以及 S 波入射后反射的 P 波的叠加结果。

瑞利波不仅出现在均匀的半空间内，而且在一层或层状结构中存在。这时瑞利波得到新的性质，即波速依赖于波数（即依赖波长和周期)，叫作频散，并且波速 c 成为相速度。在频散系统内，原生的扰动连续地排成若干个单色波的波群，每一波群对应一个波长，并以一定的波速 c 传播。对于给定周期的波群速度是这样一种速度，即有着相同周期的波束的包络体以该速度传播。波速的

峰值和谷底都以相速度 c 传播，这一般不同于波的群速度 C，且有 $C = c + \kappa \mathrm{d}c/\mathrm{d}\kappa$，其中 κ 是波数。频散波中的波能量也能以群速度传播。

当固体在密接状态下有同样的速度 α 和 β，但密度不同，一种瑞利型的波在两种介质中都能沿界面传播。现有的有关这种波型的定理首次由斯通利（Stoneley）于 1924 年提出，并且这种波就叫作斯通利波。

SH 型的面波可在地球表面上观测到。勒夫（Love）于 1911 年提出了关于这种波的解释，他考虑一个有限厚度的层覆盖在下面的一个深层上，在分界面上没有滑动。他引入的这种波，叫勒夫波，它是被上表层所俘获的极化的水平剪切波，并且由多重的反射波所传播。勒夫波可以被认为是 SH 波在外表面与内界面之间连续的反射，并且由此水平传播而不向下延续损失能量。这种波只有当 S 波速在下层要大些的情况才存在，勒夫波的波速位于上层和下层的 S 体波的两个速度之间。波速是不稳定的，并且依赖于波数，一般将出现波形的频散。勒夫波的存在不仅局限于两个均匀层，它们当 S 波的速度随着深度增大时也能产生。

在均匀的完全弹性和各向同性介质中，运动方程已由关系式（3.21）给出，在一非均匀的弹性各向同性介质里，弹性波的运动方程更加复杂，并且当体力被忽略时有

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i}(\lambda\theta) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left|\mu\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\right| \tag{3.77}$$

其中 u_i 是位移矢量。纵波的运动不再是纯粹径向的，剪切波运动不再纯粹是横向的。引入矢量符号，方程（3.77）变为

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu\nabla^2\mathbf{u} + \nabla\lambda(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \nabla\mu \times (\nabla \times \mathbf{u}) + 2(\nabla\mu \cdot \nabla)\mathbf{u} \tag{3.78}$$

有着适当的初始和边界条件的弹性波动方程的解，对各种地震学研究都是非常重要的。显解和唯一解是很少见的。在非均匀介质

中，速度是空间坐标的函数，射线概念尤为有用。一种近似是改变波动方程为程函方程，并且通过在高频域内正确的波前和射线概念来获得方程的解。波沿着射线传播就像几何光学那样。每条射线在任意瞬时的行进都是从波前垂直向外。甚至当介质的性质从一点到另一点有所变化时，就像地球上的真实情况那样，射线的概念仍然可使用。

例如，波前方程有以下形式

$$t = \tau(x_i) \tag{3.79}$$

它表示随着传播时间的变化，在给定的时间，波前面或射线有其曲线的位置。方程（3.78）的系列解，称为**射线系列**，通常表示为

$$\mathbf{u}(x_i, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{u}_k(x_i) F_k(t - \tau) \tag{3.80}$$

式中 F_k 一般是复合函数，τ 是相位。对于高频单色波，一种方便的形式是

$$\mathbf{u}(x_i, t) = \exp[-i\omega(t - \tau(x_i))] \sum_{k=0}^{\infty} (-i\omega^{-k-\gamma}\mathbf{u}_k(x_i)) \tag{3.81}$$

其中 γ 是常数参量。为了确定方程中 τ 和 $\mathbf{u}_k$，可以将式(3.81)代入(3.78)式，并且方程系数相等，对于 $k = 0$，可得到三个方程：

$$\rho\mathbf{u}_0 = (\lambda + \mu)\nabla\tau(\mathbf{u}_0 \cdot \nabla\tau) + \mu(\nabla\tau)^2\mathbf{u}_0 \tag{3.82}$$

如果它的行列式为零，则该方程组的解是有效的，从而

$$(\nabla\tau)^2 = \frac{\partial\tau}{\partial x_i}\frac{\partial\tau}{\partial x_i} = c^{-2} \tag{3.83}$$

其中 c 是 P 波和 S 波的速度。这个一阶偏微分方程，称为相位方程或程函方程，并且常常用来作为射线理论的起点，提供一种数值计算的方式，计算沿着特定的射线 $x_i = x_i(\tau)$ 点的坐标。

使用慢度来代替地震波的速度是很方便的。慢度矢量 $s_i = \partial\tau/\partial x_i$，垂直于波前并和射线相切，且有 $s_i s_i = c^{-2}$。使用慢度而不

用速度来描述波的传播速度和方向，其优点是慢度可以进行矢量相加而不需要进行速度的相加。在笛卡尔坐标系里，所给的波的慢度是沿着每个坐标方向上各分量 s_1，s_2 和 s_3 的矢量和，而且慢度在 **n** 的方向上，可简写为 **s** · **n**。

地震学中射线轨迹问题的细节可以在大量的书中找到，如 Cerveny 等人（1977）的专题论文，或 Lee 和 Stewart 合写的书（1981）。

第四章　矿山地震事件的定位

地震事件的定位是矿山地震活动性研究的第一步。在这方面的研究中，准确性是最重要的因素之一，对此有一定的要求。在采矿实践当中，预期的震中定位准确性是几十米。在某些实例中甚至可达到几米。定位误差可认为由两个因素组成：随机性定位分散和系统性定位偏差（Jordan 和 Sverdrup，1981，Chang 等，1983，Pavlis，1986）。第一个因素是由到时测量的误差引起的，第二个因素则是由震源和接收器之间不同的岩体结构以及定位过程中使用的速度模型所产生的。在矿山条件下，第二个因素的误差大小，随时间依赖应力迁移而变化。

我们对于矿山地震事件定位的各种方法的讨论，仅仅基于一个准则：时间残值的处理。对于给定的速度模型，时间残值被限定为地震波到时的观测值与计算值之间的差。按照这样一个准则，我们讨论两个在概念上不同的方法。

第一种方法，不考虑时间残差值的成因，即不去辨认由时间读数误差和速度模型不准确所引起的时间残值之间的区别。这种方法的代表是 Geiger（1912）提出的经典最小二乘法（将在 4.1 节中介绍）以及 Bayesian 方法（将在 4.2 节介绍）。

第二种方法，时间残值被分为两部分考虑：与到时的读数误差有关的随机性，以及由速度模型的知识不完整所引起的走时残值。正在使用几个定位程序，它们取决于速度模型不确定性特征的假定。

首先谈第一种定位技术，这是 Fedorov（1974）发展的经典最小二乘法，其随机误差受影响参数控制（在我们这里是速度模型参数）。在这方法背后所作的物理假设是，速度模型如此之复

杂，以至于其性质像是一个有着随机的不均匀性结构。这种想法是符合 Chernov 有关随机介质中波传播的描述的（Chernov，1960）。如果速度模型参数相对于一个平均模型的起落，能以统计的形式表示的话，这个方法是可能的。在矿山实际中，对岩体的地震波速及其变化的知识，通常对使用这些技术是必要的。由于它在物理上的明晰性和有效性，这些方法应受到特殊的重视。另一种定位技术使用了地震事件相对定位的概念，基本根据参考事件（主事件）和相邻事件之间的到时差。由于速度模型知识有限而引起的走时差，不作为随机值处理，它们具有系统特征，从而暗中消去模型影响。该方法一般应用于采矿期间有大的生产性爆破的矿区。

最后一种也是较难的定位技术，是联合反演地震速度结构和一系列地震事件的方法。在这种情况下，概括地说，是与走时残值用于相对定位同样的方法。要区分联合反演事件和反演速度研究，对于后者，震中坐标认为是已知的。这个方法称为地震活动的层析成像，将在第 6 章讨论。

§4.1　经典方法及其计算问题

修改经典的 Geiger（1912）定位方法，以适应地方地震事件，可以用公式表达（Buland，1976；Lee 和 Steward，1981）。给出 n 个观测到时 $t_1,\cdots,t_n$，找到初始时刻 t_0 和在笛卡尔坐标系中的震中(x_0,y_0,z_0)，有时间残值 r_i 的平方和

$$\Phi(t_0,x_0,y_0,z_0)=\sum_{i=1}^{n}r_i^2 \tag{4.1}$$

变为最小，则 r_i 等于

$$t_i-t_0-T_i(x_0,y_0,z_0) \tag{4.2}$$

定义为观测值 t_i 和计算到时值 $t_0+T_i(x_0,y_0,z_0)$ 之间的差。$T_i(x_0,y_0,z_0)$ 是从震中(x_0,y_0,z_0)到第 i 个台站的计算走时。

引入矢量标志

$$\mathbf{t} = \begin{bmatrix} t_1 \\ \vdots \\ t_n \end{bmatrix}, \mathbf{T}(\mathbf{h}) = \begin{bmatrix} T_1(\mathbf{h}) \\ \vdots \\ T_n(\mathbf{h}) \end{bmatrix}, \mathbf{h} = \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix} \quad \boldsymbol{\theta} = \begin{bmatrix} t_0 \\ x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix} \tag{4.3}$$

我们写时间残值（4.1）平方的和为

$$\Phi(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{r}^{\mathrm{T}}\mathbf{r}, \tag{4.4}$$

其中算符 T 标志着矩阵转换，$\mathbf{r}$ 是 n 维时间残值列矢量，且等于

$$\mathbf{t} - t_0\mathbf{l} - \mathbf{T}(\mathbf{h}) \tag{4.5}$$

式中 $\mathbf{l}$ 表示一个 n 维列矢量。一般来说，(4.5) 是超定问题，$n \geqslant 4$。Geiger 定位方法是高斯-牛顿最小拟合函数的一个应用。

假设所找的震源参数近似值已知，并记为

$$\boldsymbol{\theta}^* = \begin{bmatrix} t_0^* \\ x_0^* \\ y_0^* \\ z_0^* \end{bmatrix} \tag{4.6}$$

对走时 T_i 应用一阶泰勒展开式，观测到时 t_i 由下式近似表示

$$t_i = t_0^* + \delta t_0 + T_i(\mathbf{h}^*) + \frac{\partial T_i}{\partial x_0}\delta x_0 + \frac{\partial T_i}{\partial y_0}\delta y_0 + \frac{\partial T_i}{\partial z_0}\delta z_0 \tag{4.7}$$

改写为

$$r_i = \delta t_0 + \frac{\partial T_i}{\partial x_0}\delta x_0 + \frac{\partial T_i}{\partial y_0}\delta y_0 + \frac{\partial T_i}{\partial z_0}\delta z_0 \tag{4.8}$$

式中 $r_i = t_i - t_0^* - T_i(\mathbf{h}^*), i = 1, \cdots, n$。采取矩阵标志，方程（4.8）可表示为

$$\mathbf{A}\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{r} \tag{4.9}$$

时间残值（4.1）平方和的最小值相当于 $(\mathbf{A}\delta\boldsymbol{\theta} - \mathbf{r})^{\mathrm{T}}(\mathbf{A}\delta\boldsymbol{\theta} - \mathbf{r})$ 的最小值，其中相邻矢量 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 等于 $(\delta t_0, \delta x_0, \delta y_0, \delta z_0)^{\mathrm{T}}$，$\mathbf{r}$ 是时间残值

r_i 的列矢量，且 $\mathbf{A}$ 是$(n\times4)$偏微分矩阵，等于

$$\mathbf{A}=\begin{vmatrix}1 & \partial T_1/\partial x_0 & \partial T_1/\partial y_0 & \partial T_1/\partial z_0\\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots\\ 1 & \partial T_n/\partial x_0 & \partial T_n/\partial y_0 & \partial T_n/\partial z_0\end{vmatrix} \tag{4.10}$$

其中偏微分在开始点 $\mathbf{h}^*$ 求值。

我们的目的是以这种方式以 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 来校正尝试矢量 $\boldsymbol{\theta}^*$，使残值的平方和(4.1)变为最小。大家都知道，校正矢量 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 附加在尝试矢量 $\boldsymbol{\theta}^*$ 之上，是一系列线性方程的解（Draper 和 Smith，1981）

$$\mathbf{B}\delta\boldsymbol{\theta}=\mathbf{b} \tag{4.11}$$

以及

$$\delta\boldsymbol{\theta}=B^{-1}\mathbf{b} \tag{4.12}$$

式中 $\mathbf{B}=\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{b}=\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{r}$。由此，经典定位问题包括下列步骤，如 Lee 和 Stewart（1981）描述的那样：

（1）设想一尝试的初始时间 t_0^* 和一尝试的震源参量 $\mathbf{h}^*=(x_0^*,y_0^*,z_0^*)^{\mathrm{T}}$。

（2）计算点 $\boldsymbol{\theta}^*=(t_0^*,x_0^*,y_0^*,z_0^*)^{\mathrm{T}}$ 上的时间残值 $r_i(i=1,\cdots,n)$ 和微分(4.10)。

（3）解四个线性方程系统，就像（4.11）式给出的震源参数校正值 $\delta t_0,\delta x_0,\delta y_0$ 和 δz_0。

（4）对初始时刻和震源参数应用一个校正矢量，用 $\delta t_0+t_0^*,\delta x_0+x_0^*,\delta y_0+y_0^*$ 和 $\delta z_0+z_0^*$。这些值成为初始时刻和震源参数的新的尝试值。

（5）重复 2～4 步骤，直到满足结束的要求。在这一点上，我们让 $\hat{t}_0=t_0^*,\hat{x}_0=x_0^*,\hat{y}_0=y_0^*$，和 $\hat{z}_0=z_0^*$ 作为事件初始时刻和震源的解。

这些计算是在一定的假设条件下形成的，即所有观测到时 $t_i(i=1,\cdots,n)$ 的可靠性是同样的。如果一些到时被认为比其他的更可靠，则这一过程必须修改。

关于可靠性的明显的测定是标准偏差。令 σ_i 是台站 $t_i(i=$

$1,\cdots,n$）的时间残值的标准偏差。假若不同台站的残值之间在统计上独立的，则时间残值的协方差矩阵是

$$\mathbf{C}_{\mathrm{r}} = \mathrm{diag}(\sigma_{\mathrm{r}_1}^2,\cdots,\sigma_{\mathrm{r}_n}^2) \tag{4.13}$$

式中 diag 表示对角线矩阵。拟合差函数 $\Phi(\boldsymbol{\theta})$ 等于时间残值平方的加权和，且采取如下形式

$$\Phi(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{r}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1}\mathbf{r} \tag{4.14}$$

容易看出简正方程（4.11）的加权系统变为

$$(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1}\mathbf{A})\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1}\mathbf{b} \tag{4.15}$$

方程（4.15）系列可以写为最小二乘法问题而不加权，令

$$\tilde{\mathbf{A}}\ \mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1/2}\mathbf{A},\quad \tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1/2}\mathbf{b} \tag{4.16}$$

其中 $\mathbf{C}^{1/2}$ 是($n\times n$)对角线矩阵，是与 $\mathbf{C}_{\mathrm{r}}$ 的对角线元素相应的平方根。令（4.15）变为

$$(\tilde{\mathbf{A}}^{\mathrm{T}}\tilde{\mathbf{A}})\delta\boldsymbol{\theta} = \tilde{\mathbf{A}}^{\mathrm{T}}\tilde{\mathbf{b}} \tag{4.17}$$

并且有着与不加权的各自的关系式同样准确的形式。

所描述的迭代过程，由于两个原因可能是有问题的：最初选择的假设震源参数 $\boldsymbol{\theta}^*$ 较差，以及矩阵 $\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$ 奇异或接近奇异。

既然走时和震源参数 $\mathbf{h}$ 的关系通常是非线性的，则至少存在一个以上极小的拟合函数 Φ（$\boldsymbol{\theta}$）。因而，如果最初的假设很粗，不可能找到 $\boldsymbol{\Phi}$ 的全局极小值，只能有一些其他的极小值。如图 4.1 显示，在两维坐标上，粗选初始震源参数矢量 $\boldsymbol{\theta}^*$ 可能会发生什么影响。在采矿实践中，震源参数(x_0^*,y_0^*,z_0^*)的近似值常常从地震宏观效应的观测中得到。矿山常用的计算算法是线性定位程序(见 4.6 节讨论)，计算震源参数既不需要 $\boldsymbol{\theta}$ 的初始假设，也不需要迭代计算。另一个方法是，在可能的范围内试图用几个初始点 $\boldsymbol{\theta}^*$，然后测定它们是否都能提供相同的极小值 Φ（Himmelblau，1972）。

只要矩阵 $\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$ 是非奇异的，总能找到方程(4.9)的最小二乘法解。当 $\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$ 变为近奇异时，校正值 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 摆动，并且变得很大，导致了迭代过程的失稳和发散。当基本的分解定理（Lanczos，

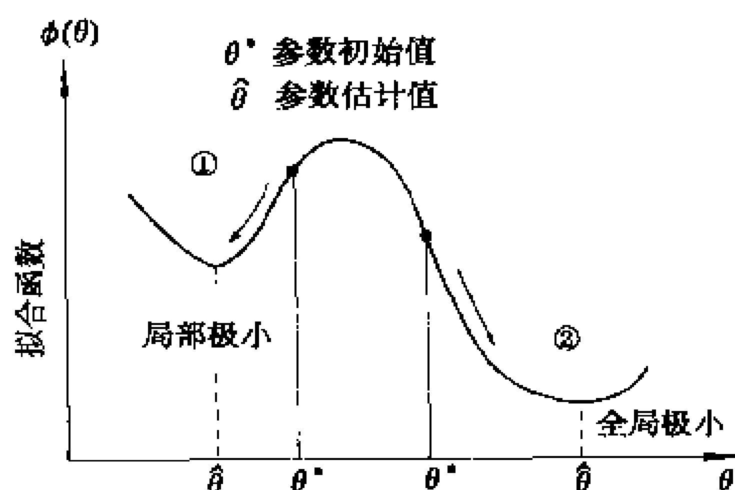


图 4.1 初始假设值 $\boldsymbol{\theta}^*$ 对最后解的影响：(1) 初始值 $\boldsymbol{\theta}^*$ 偏离全局极小值太远，并且迭代过程可以覆盖局部极小值；(2) 迭代过程覆盖了全局最小值.

1961）被用于矩阵 $\mathbf{A}$ 时，则容易看到造成困难的原因。根据广义逆算法，$(n \times m)$ 矩阵 $\mathbf{A}$ 能被分解为

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}\Lambda\mathbf{V}^{\mathrm{T}} \tag{4.18}$$

式中 $(n \times n)$ 矩阵 $\mathbf{U}$ 是由 $\mathbf{A}\mathbf{A}^{\mathrm{T}}$ 的正交本征矢量组成，$(m \times m)$ 矩阵 $\mathbf{V}$ 是产生归一正则化的 $\mathbf{A}\mathbf{A}^{\mathrm{T}}$ 的本征矢量组成的，并且 Λ 是 $(m \times m)$ 的对角线矩阵，该对角线上元素为 λ_i，称作奇异值，且等于 $\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$ 的非负本征值的平方根。对于这里所考虑的问题，矩阵 $\mathbf{A}$ 是满秩的，且有非零的奇异值。在所讨论的例子里，$m = 4$，也等于未知的参数的数目。矩阵 $\mathbf{A}$ 作用 $\mathbf{V}$、$\mathbf{U}$ 和 Λ 被叫作奇异值分解技术（SVD）（见 Aki 和 Richards，1980）。

按照广义逆，式（4.12）采取形式为

$$\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{V}\Lambda^{-1}\mathbf{U}^{\mathrm{T}}\mathbf{r} \tag{4.19}$$

在我们问题的求解中，起决定性作用的属于矩阵 Λ。检验本征值 λ_i，可以粗略地解释是否能得到可靠的 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 的估计值，既然

$$\Lambda^{-1} = \mathrm{diag}(1/\lambda_1, \cdots, 1/\lambda_m) \tag{4.20}$$

可知，任意一个很小的 λ 值（或 $1/\lambda$ 非常大的值）都将在 $\delta\boldsymbol{\theta}$ 的估

计上有很大影响。这也可能是没有结果的，除非承认很小的 λ 很可能是主要的成分，例如舍入误差（Hatton 等，1986）。可以证明（Buland，1976），矩阵 $\mathbf{B}$ 的条件数 $\mathscr{K}(\mathbf{B})$ 对解的相对误差提供一种评估方法。条件数越高，系统（4.11）获得满意结果的概率越低。因为在我们的情况下 $\mathbf{B}=\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A}$，则矩阵 $\mathbf{B}$ 的条件数是

$$\mathscr{K}(\mathbf{B})=\frac{\lambda_{\max}^{2}}{\lambda_{\min}^{2}} \tag{4.21}$$

式中 $\lambda_{\max}$ 和 $\lambda_{\min}$ 是 λ_i 值的最大值与最小值。

一些研究指出（Buland，1976；Niewiadomski，1989），甚至对具有恒定速度的简单的半空间模型，以及对于 12 个左右地震台站，条件数目 $\mathscr{K}(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A})$ 在接近台网的地方是大的，并且随着离台网越远增长得越快，无论是侧向和垂向都如此。Buland（1976）指出，在一些台站多用一些地震震相，会大幅度减少条件数 $\mathscr{K}(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A})$。众所周知，条件数强烈地依赖于地震台的空间布局。布局越不满意，条件数就越高。地震台最优分布的问题将在第 5 章讨论。这里考虑的是能导致条件数减少的那些最为重要的方法。

4.1.1 中心化和定标化

中心化和定标化技术能使反演问题简化，并可改进数值的稳定性。这里根据 Lienert 等（1986）所提出的方法，讨论定位过程的中心化问题。

由式（4.7）导出到时的平均值

$$\langle t\rangle=t_0^*+\delta t_0+\langle T\rangle+\left(\frac{\partial T_i}{\partial x_0}\right)\delta x_0+\left(\frac{\partial T_i}{\partial y_0}\right)\delta y_0+\left(\frac{\partial T_i}{\partial z_0}\right)\delta z_0 \tag{4.22}$$

式中括号〈·〉代表所有观测值的平均值。把方程（4.22）代入（4.7），我们得到一组线性方程

$$r_{ci}=\left(\frac{\partial T_i}{\partial x_0}\right)_c\delta x_0+\frac{\partial T_i}{\partial y_0}\delta y_0+\left(\frac{\partial T_i}{\partial z_0}\right)_c\delta z_0 \tag{4.23}$$

式中 $$r_{ci} = t_i - \langle t \rangle - (T_i - \langle T \rangle) \tag{4.24}$$

以及
$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial x_0}\right)_c = \frac{\partial T_i}{\partial x_0} - \langle\frac{\partial T_i}{\partial x_0}\rangle$$
$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial y_0}\right)_c = \frac{\partial T_i}{\partial y_0} - \langle\frac{\partial T_i}{\partial y_0}\rangle \tag{4.25}$$
$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial z_0}\right)_c = \frac{\partial T_i}{\partial z_0} - \langle\frac{\partial T_i}{\partial z_0}\rangle$$

引入中心化的 $(n \times 3)$ 维矩阵 $\mathbf{A}_c$，它等于

$$\mathbf{A}_c = \begin{vmatrix} (\partial T_1/\partial x_0)_c, & (\partial T_1/\partial y_0)_c, & (\partial T_1/\partial z_0)_c \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ (\partial T_n/\partial x_0)_c, & (\partial T_n/\partial y_0)_c, & (\partial T_n/\partial z_0)_c \end{vmatrix} \tag{4.26}$$

我们可以把方程组（4.23）写为
$$\mathbf{A}_c\delta\boldsymbol{\theta}_c = \mathbf{r}_c \tag{4.27}$$
（4.27）式的最小二乘法解
$$\delta\boldsymbol{\theta}_c = (\mathbf{A}_c^{\mathrm{T}}\mathbf{A}_c)^{-1}\mathbf{A}_c^{\mathrm{T}}\mathbf{r}_c \tag{4.28}$$
式中 $\mathbf{d\theta}_c = \delta\mathbf{h} = (\delta x_0, \delta y_0, \delta z_0)^{\mathrm{T}}$。应该指出，中心化的过程简化为同时寻找三个震源参数（x_0，y_0 和 z_0）的过程。初始时间单独地由
$$\hat{t}_0 = \langle t \rangle - \langle T \rangle \tag{4.29}$$
计算。中心化的方法用于加拿大的 Potash 矿区（Prugger 和 Gendzwill，1988）以及南非的金矿（Mendecki，1990）

除了中心化方法之外，还可利用所谓定标技术使条件数 $\mathscr{K}(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A})$ 减小。定标化像定中心化一样，是统计学（Draper 和 Smith，1981）应用的标准技术。一般地，当拟合函数（4.1）式的灵敏度对一个搜索参数值，或对其他参数值不是一个数量级时，需要用定标化方法。在矿山震动定位的情况中，考虑那种实际的平面地下台网，所定位震源和台网处在同一水平上，微分

$\partial T/\partial z_0$ 与 $\partial T/\partial x_0$ 和 $\partial T/\partial y_0$ 相比较是非常小的。这意味着标准定位程序可以借助于定标化的方法得到有效的改进。因此它是有用的，我们引入定标矩阵 $\mathbf{S}$,式中新的(定标化的)参数 $\delta\boldsymbol{\theta}_S$ 是

$$\delta\boldsymbol{\theta}_S = \mathbf{S}\delta\boldsymbol{\theta} \tag{4.30}$$

并且，据此可给出条件方程（4.9）

$$\mathbf{r} = \mathbf{A}\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{A}\mathbf{S}^{-1}\delta\boldsymbol{\theta}_S = \mathbf{A}_S\delta\boldsymbol{\theta}_S \tag{4.31}$$

定标矩阵 $\mathbf{S}$ 的选择不是唯一的，而且可以以不同的途径形成。计算加权参数而得以改进，使得它们都有同样的影响。$\mathbf{S}$ 矩阵因而能建立，例如（Lienert 等，1986）

$$\mathbf{S} = \operatorname{diag}\left\{n^{-1}, \left(\sum_{i=1}^{n} A_{i2}^2\right)^{-1}, \left(\sum_{i=1}^{n} A_{i3}^2\right)^{-1}, \left(\sum_{i=1}^{N} A_{i4}^2\right)^{-1}\right\} \tag{4.32}$$

Niewiadomski（1989）提出一个更先进一点的方法，其定标矩阵 $\mathbf{S}$ 依赖于一定的定标因子 S。最佳的定标化工作，等于选择一个 S 值，使条件数 $\mathcal{K}(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{A})$ 达极小。方程（4.31）对 $\delta\boldsymbol{\theta}_S$ 而言，有最小二乘法的解，$\delta\boldsymbol{\theta}_S$ 值由下式得到

$$\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{S}^{-1}\delta\boldsymbol{\theta}_S \tag{4.33}$$

Lienert 等（1986）使用了定标化技术，并且应用子 ISS（集成地震系统——译者注）的全部定位程序（Mendecki，1990），也用于南非金矿。这两个定位算法上的应用，如在波兰煤矿的使用，中心化技术可以使条件数平均减小 10 倍，而适当的定标化可改进条件数，使其减小达 100 倍。

4.1.2 初始方程的修正

本节讨论使定位方法稳定的实质（Crosson，1976）。我们所寻找的解的方法，目的在于抑制与不充分的信息相联系的变化成分，即是说，抑制与矩阵 $\mathbf{A}$ 的小的或近零的本征值有关的成分。

实际上，定位方法的稳定性由下边的修正的简正方程（4.11）来实现：

$$(\mathbf{A}^T\mathbf{A} + \mathbf{E})\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{A}^T\mathbf{r} \tag{4.34}$$

根据所引用的假设和可用的信息，矩阵 **E** 的元素可采用三种不同的形式。

（1）如果应用阻尼的最小二乘法技术（Marquardt，1963），则

$$\mathbf{E} = \alpha^2\mathbf{I} \tag{4.35}$$

式中 α 是可以按问题的需要调整的稳定(阻尼)系数,而且 **I** 是一个单位矩阵。根据一般的反演方案，修正的简正方程（4.34）的解可采取以下形式

$$\delta\boldsymbol{\theta} = \mathbf{V}(\mathbf{\Lambda}^2 + \alpha^2\mathbf{I})^{-1}\mathbf{\Lambda}\mathbf{U}^T\mathbf{r} \tag{4.36}$$

让我们比较矩阵 $(\mathbf{A}^T\mathbf{A} + \alpha^2\mathbf{I})$ 和初始矩阵 $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$ 的条件数。可以毫不困难地看到新的条件数是

$$\mathcal{K}(\mathbf{A}^T\mathbf{A} + \alpha^2\mathbf{I}) = \frac{\lambda_{max}^2 + \alpha^2}{\lambda_{min}^2 + \alpha^2} \tag{4.37}$$

结果是，对于任意 $\alpha \neq 0$ 的稳定因子,则修正方程的条件数总是少于初始方法的值,即:$\mathcal{K}(\mathbf{A}^T\mathbf{A} + \alpha^2\mathbf{I}) < \mathcal{K}(\mathbf{A}^T\mathbf{A})$ 。阻尼因子的存在保证本征值不小于 α。由此可确定存在一个最小二乘解。α 值的选择在控制未知参数分辨力和变化方面是很重要的，借助于阻尼最小二乘法方法，我们可以得到数值上的稳定解，但这一点并不意味着解有物理意义。这里以及其他一些方面的阻尼最小二乘方法已经讨论过，例如 Crosson（1976）和 Herrmann（1979）。Aki 和 Lee（1976）引入自适应的阻尼技术，在每次迭代后参数 α 被分析和可能修正。

（2）如果在计算中采用和震源参数有关的走时的二阶偏微分，则矩阵 **E** 采取形式为（Thurber，1985）

$$\{\mathbf{E}\}_{ij} = \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial^2 T_k}{\partial\theta_i\partial\theta_j} r_k \tag{4.38}$$

其中 T_k 和 r_k 分别为第 k 个站的走时和时间残差,$\theta_1 = t_0, \theta_2 = x_0, \theta_3 = y_0$ 和 $\theta_4 = z_0$。显然,公式(4.38)对应于初始时间 t_0,角标

为 i 或 j 的所有值均等于 1，而元素 $|E|_{ij}$ 等于零。

(3) 如果使用从其他来源得到的有关震源坐标的信息，而不用到时 $t_i(i=1,\cdots,n)$，则可根据 Bayesian 评估技术 (Tarantola, 1987)，矩阵 E 可以表达为

$$\mathbf{E}=\mathbf{C}_h^{-1} \tag{4.39}$$

式中协方差矩阵 $\mathbf{C}_h$ 表征有关震源位置的先验信息的可靠性。实际常常写成

$$\mathbf{C}_h=\mathrm{diag}(\sigma_{x0}^2,\sigma_{y0}^2,\sigma_{z0}^2) \tag{4.40}$$

其中 $\sigma_{x0}^2,\sigma_{y0}^2$ 和 σ_{z0}^2，是相对于每一个震源坐标的先验信息的标准偏差。因而 Bayesian 技术常常用于矿山地震事件的定位，4.2 节将讨论这种方法的所有细节。

4.1.3 矩阵 A 的奇异值分解

采用奇异值分解技术 (SVD)，可以大大减小条件数。不求解条件数等于 $\lambda_{max}^2/\lambda_{min}^2$ 的正态方程组 (4.11)，而应用 SVD 求解方程 (4.9)，使条件数变成

$$\mathscr{K}(\mathbf{A})=\frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}} \tag{4.41}$$

因为 SVD 分解包含了最小二乘评估的所有性质，所以这种方法可以使用。SVD 技术需要适当增加一些累积的时间和偏离的时间。SVD 的数值算法已经由 Colub 和 Reinsch (1971) 提出，目前 SVD 的子程序适用于大部分数据库，例如“数值方法库”(Press 等，1989)

§4.2 Bayesian 方法

实际上要不了几天时间，观测者就可以在地震记录图上很容易找到发生在特殊矿区的震动。众所周知，地震活动通常集中在开采工作区内。因此，一般可以知道矿山地震事件最可能发生的区域。这个先验信息没有用于传统的算法上：输入的数据仅是给

出台网地震波记录的到时。在这一节，根据 Bayesian 评估理论形成的算法，已写进矿山地震事件定位的公式内。该算法允许将先验信息与包含在地震波走时里的信息结合起来，并且应用于矿山实践中的上述算法。

Tarantola 和 Valette（1982）提出了 Bayesian 定位方法的严格公式和解。Matsu'ura（1984）和 Jackson 及 Matsu'ura（1985）给出问题的最精彩的解。下面介绍我们必须解决的问题。要寻找的参数 $\boldsymbol{\theta}$ 要从两种类型的信息估算：P 波到时 $t = (t_1, \cdots, t_n)^{\mathrm{T}}$ 和有关事件定位的先验信息。我们假设，时间残差有零均值，协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\mathrm{r}}$ 有随机高斯特征，因此，未知参数 $\boldsymbol{\theta}$ 的似然函数变成（Menke，1989）

$$L(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{t}) = \text{常数} \exp\left[-\frac{1}{2}\Phi(\boldsymbol{\theta})\right] \tag{4.42}$$

式中，根据（4.14），拟合函数 $\Phi(\boldsymbol{\theta})$ 是 $\mathbf{r}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\mathrm{r}}^{-1}\mathbf{r}$。如果不用附加信息，使或然函数(4.42) 式最大，或者使残值和平方 $\Phi(\boldsymbol{\theta})$ 最小的 $\boldsymbol{\theta}$ 值，将作为未知参数的估算值。

我们能假设一项附加信息，给出可能发生震动的区域。由此先验信息可以写成下列形式

$$\mathbf{h}^{\mathrm{p}} = \mathbf{h} + \Delta\mathbf{h} \tag{4.43}$$

其中 $\mathbf{h}^{\mathrm{p}}$ 为震源坐标的先验估计，它将受到未知误差 $\Delta\mathbf{h}$ 影响。假设误差 $\Delta\mathbf{h}$ 具有 $\mathbf{C}_{\mathrm{h}}$ 的 Gaussian 特征零均值及协方差矩阵，则附有先验信息的观测到时的震源坐标联合概率密度函数为

$$p(\mathbf{h}) = \text{常数} \exp\left[-\frac{1}{2}(\mathbf{h}^{\mathrm{p}} - \mathbf{h})^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\mathrm{h}}^{-1}(\mathbf{h}^{\mathrm{p}} - \mathbf{h})\right] \tag{4.44}$$

关系式（4.42）和（4.44）代表了用于事件定位的两种不同的信息源，考虑到这两方面，我们可用 Bayesian 定理（Tarantola，1987）。由此事件震源参数的联合概率密度函数正比于或然函数 $L(\mathbf{t} \mid \boldsymbol{\theta})$ 乘以先验概率密度函数 $p(\mathbf{h})$：

$$p(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{t}) = \text{常数}\ L(\mathbf{t} \mid \boldsymbol{\theta})p(\mathbf{h}) \tag{4.45}$$

作为参数的常数是归一化因子，假设 $p(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{t})$ 在矢量 $\boldsymbol{\theta}$ 的全域内积分等于 1。

按照 Bayesian 评估理论，参数 $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ 的最好的估算值是关系式（4.45）的最大值。众所周知，对于一个深度位于地震台网所在的平面上的地震事件，或说对于一个震中位于观测台阵之外的地震事件来说，要独立地判断两个参数，即初始时刻 t_0 和震源深度 z_0，是很困难的。为解决这个问题，Tarantola 和 Valette（1982）和 Matsu'ura（1984）提出一个由确定边缘分布来消去初始时刻的方法：

$$p(\mathbf{h} \mid \mathbf{t}) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{t}) \mathrm{d}t_0 \tag{4.46}$$

Matsu'ura（1984）指出，求（4.46）式最大值的过程等效于调整矢量 $\delta\mathbf{h}$ 的反复搜索过程

$$\delta\mathbf{h} = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{h} \tag{4.47}$$

其中 $\mathbf{B} = (\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}_r\mathbf{A} + \mathbf{V}_h)$，$\mathbf{b} = \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}_r[\mathbf{t} - \mathbf{T}(\mathbf{h})] + \mathbf{V}_h(\mathbf{h}^p - \mathbf{h})$，$\mathbf{h}$ 表示当前的震源位置坐标，$\mathbf{A}$ 是形式为$(n \times 3)$的矩阵

$$\mathbf{A} = \begin{vmatrix} \partial T_1/\partial x_0, & \partial T_1/\partial y_0, & \partial T_1/\partial z_0 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \partial T_n/\partial x_0, & \partial T_n/\partial y_0, & \partial T_n/\partial z_0 \end{vmatrix} \tag{4.48}$$

$\mathbf{V}_r = \mathbf{C}_r^{-1}(\mathbf{I} - \mathbf{l}\mathbf{l}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_r^{-1}/a)$，$\mathbf{I}$ 是 n 阶单位矩阵，$\mathbf{l}$ 表示一个 n 维列矢量，$\mathbf{V}_h = \mathbf{C}_h^{-1}$，并且常数 $a = \mathbf{l}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_r^{-1}\mathbf{l}$。对应于震源位置 $\hat{\mathbf{h}}$，初始时刻 t_0，可以由下式决定

$$\hat{t}_0 = \mathbf{l}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_r^{-1}[\mathbf{t} - \mathbf{T}(\hat{\mathbf{h}})]/a \tag{4.49}$$

而且，矢量 $\hat{\mathbf{h}}$ 的协方差矩阵变为

$$(\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{V}_r\mathbf{A} + \mathbf{V}_h)^{-1} \tag{4.50}$$

矩阵（4.50）的对角线元素是矢量 $\hat{\mathbf{h}}$ 分量，即震源坐标协方差的渐近评估。

为保证最大值清晰，我们并未要求矩阵 $\mathbf{A}$ 的元素和某些情况下 $\mathbf{V}_r$ 的元素是欲求震源坐标 $\mathbf{h}$ 当前值的函数。矩阵 $\mathbf{V}_r$ 对 $\mathbf{h}$ 的关系，

也依赖于确定协方差矩阵$\mathbf{C}_\tau$的方式。如果$\mathbf{C}_\tau$的元素是震源位置的函数［就像假设的那样，如，Vhrhammer（1982）］，那么矩阵$\mathbf{V}_\tau$也在每一次迭代之后作修改。换句话说，如果矩阵$\mathbf{C}_\tau$，是对角矩阵，其元素依赖于时间残差（在矿山中使用的定位方法），那么就能很快地将复杂的矩阵$\mathbf{V}_\tau$简化为（Kijko，1988）

$$[\mathbf{V}_\tau]_{ij} = \begin{cases} w_i(1 - w_i/a), & i = j, \\ -w_i w_j/a, & i \neq j, \end{cases} \quad i,j = 1,\cdots,n \qquad (4.51)$$

和

$$\hat{t}_0 = \sum_{i=1}^{n} w_i[t_i - T_i(\hat{\mathbf{h}})]/a \qquad (4.52)$$

其中$a = \sum_{i=1}^{n} w_i$，每个w_i为$\mathbf{C}_\tau$相对应的对角线元素的倒数。有趣的是，虽然协方差矩阵$\mathbf{C}_\tau$是对角矩阵，但它的逆矩阵$\mathbf{V}_\tau^{-1}$却不是对角矩阵。

为了证明Bayesian方法的有效性以及比传统定位方法的优越性，我们提供三个不同典型采矿场地的数值模拟应用结果。我们假设在给定的矿区内计划面积2 km×4 km，有八个均匀分布的地震台站。然而，它们的垂直分布受到限制。假设事件实际发生在处于开采水平的地震台网的中心。震源$\mathbf{h}^*$的初始位置离实际震中以北500 m、以东500 m处，并且深度仅在事件的真实深度以上约200 m处。

在第一个试验中，事件震源的定位没有任意一点先验信息。图4.2a～c分别以图示证明参数x_0、y_0、z_0的迭代估算过程。作为一个最有利的情况的结果（震中位于台阵之内），事件震中经几次重复迭代即可确定。

换句话说，在迭代12次之后，震源深度估计得仍相当不好。从这样的数值实验可见，只要事件发生在与地震台网的同一水平上，常规的定位方法不能保证深度的精确测定，除非最近的台站离震源比较近。

所作的第二个试验是回答这样一个问题，震源深度甚为近似

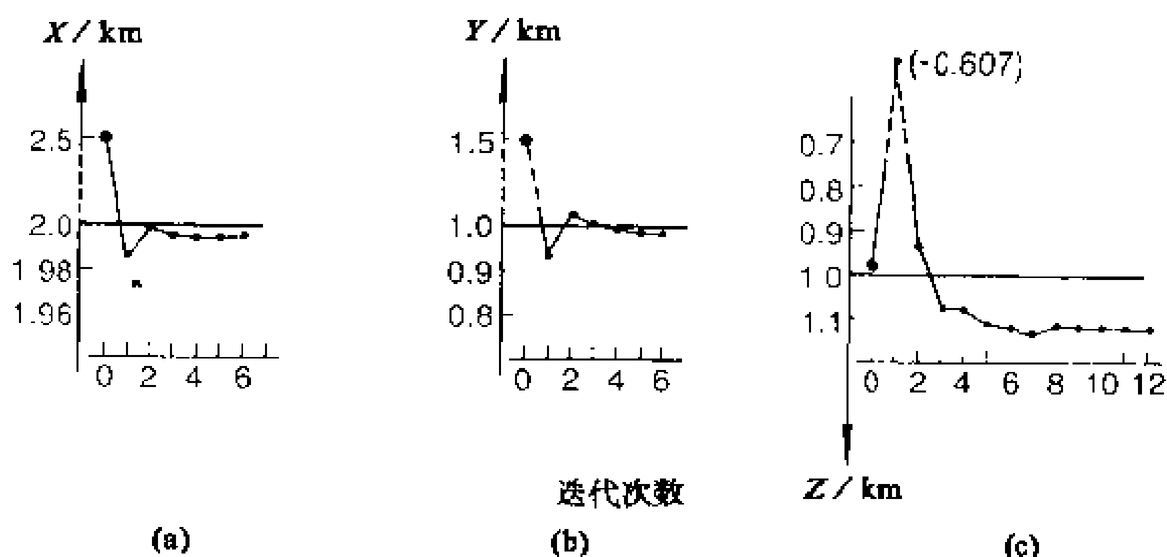


图 4.2　没有先验信息的震源定位图示（$x_0 = 2.0$ km，$y_0 = 1.0$ km，$z_0 = 1.0$ km）。正确的震源位置以实线表示。所定震中坐标（a、b）误差可以忽略，而深度（c）在真实位置以下 120 m

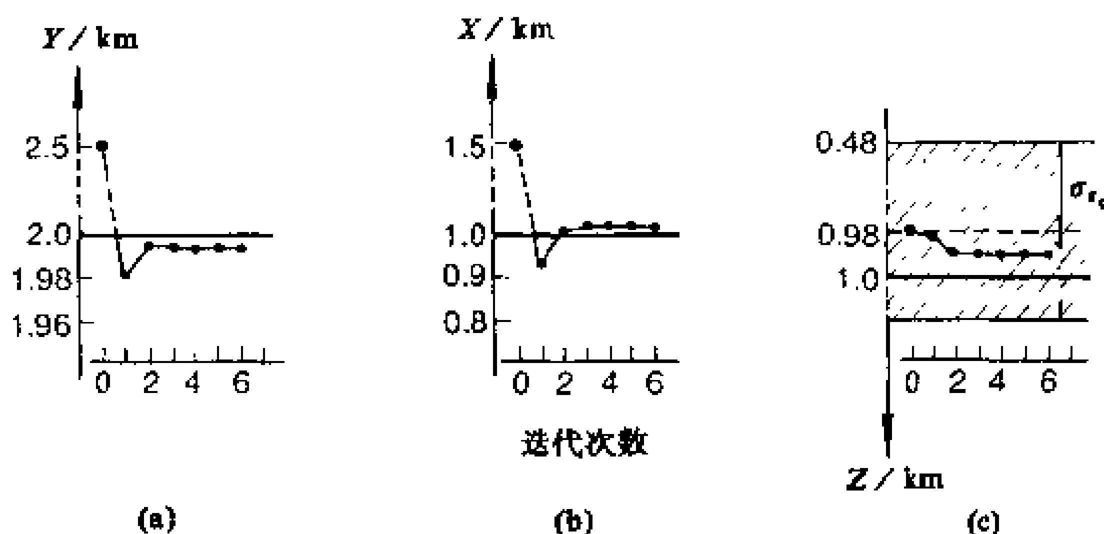


图 4.3　带有震源深度的先验信息的震源定位图示。真正的震源位置由实线标记。震中坐标被准确测定（a、b）。深度的误差由 120 m 减至 10 m（c），图中虚线区域对应深度坐标先验信息的标准偏差，$\sigma_{z_0} = 0.5$ km

的信息，能否改进它的测定结果。和前边的检验类似，迭代开始于同一事件之上为 20 m 的点位上，进一步还可以接受其平均深度范围在 ±500 m 间隔内。我们也可假设没有有关事件震中的

先验信息。图 4.3 提供了证明这个例子的一个过程。在五次重复之后，解变得稳定了，而且在该条件下震源深度的测定误差约 10 m。这个试验很好地证明了 Bayesian 算法的有效性。甚至相对来说不确定的信息，也能明显地改进震源定位结果。

第三个试验的目的是研究错误的先验信息的后果。使用附加的信息，我们假设可能最大的震中位置在模拟用的真实位置以北 500 m、以东 500 m。先验的震中坐标的标准偏差是 450 m。我们同样接受关于震源深度先验信息，就像前边的试验那样。事件在这样条件下定位的结果如图 4.4 显示。错误的先验信息所提供的震中，接近于有极其重要价值的那一点。

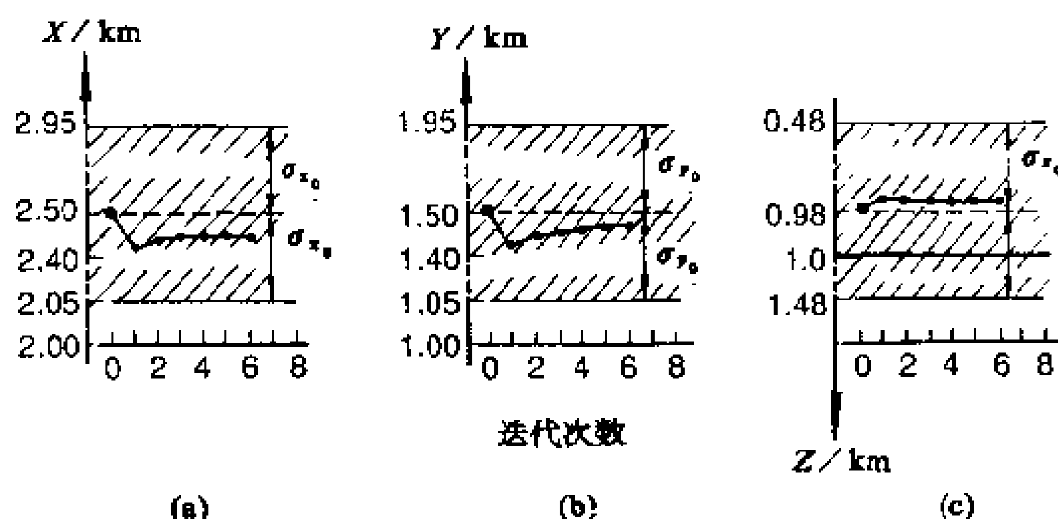


图 4.4　带有震中错误信息的震源定位过程图示。假定用虚线区表示震中坐标的先验标准误差，它不超过 500 m。震中迭代搜寻的起始点为先验信息所提供的点，它在真实震中以东 500 m、以北 500 m。由计算可知，一个看来不错的震中先验处（其误差 $\sigma_{x_0} = \sigma_{y_0} = 450$ m），也会得出完全错误的震中位置，虽然深度误差并不意外

以上介绍的定位程序已经在波兰约 30 个煤矿和铜矿使用。一些使用 Bayes－based 程序的试验也已用在南非的一些金矿和中国靠近北京的门头沟煤矿。

§4.3 Fedorov 广义最小二乘法：近似速度模型定位

为了引入 Fedorov 推广的基于经典最小二算法的定位程序，让我们回顾最初的假设并稍微改变一下标记。一般地，地震波的到时用公式描述为

$$t_i = t_0 + T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i) + \varepsilon_i \tag{4.53}$$

其中 $T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i)$ 是从震源 $\mathbf{h} = (x_0, y_0, z_0)^{\mathrm{T}}$ 到台站 i 的走时，$\mathbf{m}_i$ 是速度模型参数的列矢量，ε_i 是到时的测量误差，$i = 1, \cdots, n$，且 n 是地震台站的数目。速度模型参数 $\mathbf{m}$ 未能准确知道。假设实际上的速度模型参数值是任意变化的。这些参数值围绕着已知的速度模型的平均值 $\langle \mathbf{m} \rangle$ 振荡，并且表达为

$$\mathbf{m}_i = \langle \mathbf{m}_i \rangle + \delta \mathbf{m}_i \tag{4.54}$$

其中 $\delta \mathbf{m}_i$ 是反映了特定的速度模型离均值偏差的误差。我们假设这样误差是：均值等于零，协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\mathrm{m}}$ 具有 Gaussian 特征。进一步假设速度模型参数的误差相互独立，则矩阵 $\mathbf{C}_{\mathrm{m}}$ 变为对角线时，元素

$$\mathbf{C}_{\mathrm{m}} = \mathrm{diag}(\sigma_{\mathrm{m}1}^2, \cdots, \sigma_{\mathrm{m}k}^2) \tag{4.55}$$

其中 $\sigma_{\mathrm{m}i}$ 是已知速度模型参数 m_i 的标准偏差，$i = 1, \cdots, k$，并且 k 是描述速度模型的参数数目。我们认为时间读数误差 ε_i 是高斯随机量，其均值为零，对应于 $i = 1, \cdots, n$，有标准偏差 σ_{ij}。其次，假设时间读数误差在不同的台站上相互独立，时间读数误差的协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\mathrm{t}}$ 变为元素 σ_{ti}^2 的对角矩阵，Fedorov 定理（Fedorov，1974）的应用和速度模型误差的引入可对走时 T（kijko，1975，1977b）有特殊的影响，这种不按常规的均值是

$$\Delta T \equiv \Delta T(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m} \rangle) = \frac{1}{2} \mathrm{Sp}\left(\mathbf{C}_{\mathrm{m}} \left. \frac{\partial^2 T(\mathbf{h}, \mathbf{m})}{\partial \mathbf{m} \partial \mathbf{m}^{\mathrm{T}}} \right|_{\mathbf{m} = \langle \mathbf{m} \rangle} \right) \tag{4.56}$$

并且它们的变化是

$$\sigma_T^2 \equiv \sigma_T^2(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m} \rangle)$$

$$= \mathrm{Sp}\left\{ \mathbf{C}_m \left[\frac{\partial T(\mathbf{h},\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} \frac{\partial T(\mathbf{h},\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}^T} + \frac{\partial^2 T(\mathbf{h},\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m} \partial \mathbf{m}^T} \right] \bigg|_{\mathbf{m}=\langle \mathbf{m} \rangle} \right\} \tag{4.57}$$

这些关系式具有一般的特征。如走时由公式 $T(\mathbf{h},\mathbf{m}) = d/V_p$，式（4.56）和（4.57）采取简化形式

$$\Delta T = \frac{1}{2}\sigma_v^2 \frac{\partial^2}{\partial^T V_P^2}\left(\frac{d}{V_P}\right)\bigg|_{V_P=\langle V_P \rangle} = \frac{d}{\langle V_P \rangle} q^2 = T q^2 \tag{4.58}$$

$$和 \quad \sigma_T^2 = \sigma_v^2 \left[\frac{\partial}{\partial V_P}\left(\frac{d}{V_P}\right) \right] \bigg|_{V_P=\langle V_P \rangle} = \left(\frac{d}{\langle V_P \rangle}\right)^2 q^2 = T^2 q^2 \tag{4.59}$$

其中 $q = \sigma_v / \langle V_P \rangle$，$d$ 是震源距，V_P 是 P 波速度。由关系式（4.56）和（4.57）可知拟合函数形式为 $\Phi(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{r}^T \mathbf{C}_r^{-1} \mathbf{r}$，其中

$$\mathbf{r} = \mathbf{t} - t_0 \mathbf{I} - \mathbf{T}(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m} \rangle) - \Delta \mathbf{T}(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m} \rangle) \tag{4.60}$$

以及

$$\mathbf{C}_r = \mathbf{C}_t + \mathbf{C}_T \tag{4.61}$$

式中 $\mathbf{C}_t$ 是变量为到时读数误差 σ_{ti}^2 的对角矩阵，$\mathbf{C}_t$ 是由（4.57）式定义的、对角元素等于走时方差 σ_{Ti}^2 的对角矩阵，ΔT 是其元素为（4.56）式定义的走时异常均值的 n 维列矢量。

拟合函数 $\Phi(\boldsymbol{\theta}) = \mathbf{r}^T \mathbf{C}_r^{-1} \mathbf{r}$ 的最小化，等效于正态方程组（4.11）的系列解，其中 $\mathbf{B} = \mathbf{A}^T \mathbf{C}_r^{-1} \mathbf{A}$ 和 $\mathbf{b} = \mathbf{A}^T \mathbf{C}_r^{-1} \mathbf{r}$。方程（4.60）和（4.61）定义时间残值矢量 $\mathbf{r}$ 和协方差矩阵 $\mathbf{C}_r$。矩阵 $\mathbf{A}$ 为

$$\mathbf{A} = \begin{vmatrix} 1, & \partial(T_1 + \Delta T_1)/\partial x_0, & \partial(T_1 + \Delta T_1)/\partial y_0, & \partial(T_1 + \Delta T_1)/\partial z_0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1, & \partial(T_n + \Delta T_n)/\partial x_0, & \partial(T_n + \Delta T_n)/\partial y_0, & \partial(T_n + \Delta T_n)/\partial z_0 \end{vmatrix} \tag{4.62}$$

这些关系式的含意是简单的。因为速度模型不确定，观测走时和

计算走时受某些随机值的影响。已知速度的一些主要的统计特征，使用关系式（4.56）和（4.57），可以估计走时的均值和随机分量的方差。另外，按照（4.61）式，时间残值的方差 σ_r^2 能分解为到时读数误差的方差 σ_t^2 以及走时涨落的方差 σ_T^2。

自 1975 年以来所介绍的这些程序已经作为常规分析方法用于波兰的几个煤矿，也已经用于中国北京矿区的一些煤矿。

§4.4 相对定位技术

地震事件的相对定位，也称为“主事件”方法或到时差（ATD）技术，是一项老的和非常普及的方法。说它广泛应用的理由之一是，在方程（4.9）形成期间，由速度模型的不确定性导致的走时异常，包含在这种方法内。有关这方面的出色的参考文献有 Spence（1980）论文。ATD 定位方法也已经用于研究能形成单一地震序列的微震活动（Oncescu 和 Apolozan，1984；Slunga 等，1984；Thorbjarnrdottir 和 Pechmann，1987；Console 和 Di Giovambattista，1987）。

在 ATD 方法中，使用一组 P 波到时差 $t_i - t_{Ri}$。这些到时差是从台站 $i = 1, \cdots, n$ 得到的，这些台站记录了具有已知震源参数 $\boldsymbol{\theta}_R$ 的参考事件 R，及其附近那些未知参数 $\boldsymbol{\theta}$ 的事件。我们假设在第 i 个台站的到时可以写为

$$t_i = t_0 + T(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m}_i \rangle) + \Delta T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i) + \epsilon_i \qquad (4.63)$$

其中 $T(\mathbf{h}, \langle \mathbf{m}_i \rangle)$ 是由平均速度模型 $\langle \mathbf{m}_i \rangle$ 计算得到的理论走时，$\Delta T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i)$ 是由未知的真实速度模型 $\mathbf{m}_i$ 和在定位方法中使用的已知的平均速度模型 $\langle \mathbf{m}_i \rangle$ 之间的差异引起的未知的走时异常，ϵ_i 是均值为零和方差为 σ_{ti}^2 并具有 Caussian 特征的未知到时读数误差。

相应地，第 i 个台站的 P 波到时，由参考事件 R 产生，写为

$$t_{Ri} = t_{R0} + T(\mathbf{h}_R, \langle \mathbf{m}_{Ri} \rangle) + \Delta T(\mathbf{h}_R, \mathbf{m}_{Ri}) + \varepsilon_{Ri} \tag{4.64}$$

用一级泰勒展开，我们得近似到时（4.63）为

$$t_i = t_{R0} + \delta t_0 + T(\mathbf{h}_R, \langle \mathbf{m}_i \rangle) + \frac{\partial T_i}{\partial x_0}\delta x_0 + \frac{\partial T_i}{\partial y_0}\delta y_0 + \frac{\partial T_i}{\partial z_0}\delta z_0 + \Delta T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i) + \varepsilon_i \tag{4.65}$$

式中 δt_0 和 $\delta x_0, \delta y_0, \delta z_0$ 是相对于参考事件 R 的初始时间及震源坐标的校正值，且引入一个明显的标记 $T_i = T(\mathbf{h}_R, \langle \mathbf{m}_i \rangle)$。我们假设，自参考震源 $\mathbf{h}_R$ 到欲定位的震源 $\mathbf{h}$ 的射线路径，穿过相同的结构。这意味着时间异常 $\Delta T(\mathbf{h}_R, \mathbf{m}_{Ri})$ 和 $\Delta T(\mathbf{h}, \mathbf{m}_i)$ 也近似相同。由方程(4.65) 减去方程(4.64)，我们得到下面 n 个线性方程

$$t_i - t_{Ri} = \delta t_0 + \frac{\partial T_i}{\partial x_0}\delta x_0 + \frac{\partial T_i}{\partial y_0}\delta y_0 + \frac{\partial T_i}{\partial z_0}\delta z_0 \tag{4.66}$$

该式矩阵形式可写为

$$\mathbf{A}\delta\boldsymbol{\theta} = \delta\mathbf{t} \tag{4.67}$$

其中矩阵 $\mathbf{A}$ 由（4.10）式定义，其元素由参考震源 $\mathbf{h}_R$ 计算，$\delta\mathbf{t}$ 是 n 维列矢量，其元素等于时间差 $\delta t_i = t_i - t_{Ri}$。

造成时间差 δt_i 不确定性的两个元素是：定位事件的时间读数误差 ε_i，参考事件的时间读数误差 ε_{Ri}。假设每个台站的时间读数误差是相互独立的，并且各自的读数时间方差为已知[$E(\varepsilon_i^2) = \sigma_{ti}^2$ 和 $E(\varepsilon_{Ri}^2) = \sigma_{Rti}^2$，$E$ 代表期望值]，则时间差 δt_i 的协方差矩阵为

$$\mathbf{C}_r = \mathbf{C}_t + \mathbf{C}_{Rt} \tag{4.68}$$

其中 $\mathbf{C}_t$ 和 $\mathbf{C}_{Rt}$ 是分别对应于元素 σ_{ti}^2 和 σ_{Rt}^2 的 $(n \times n)$ 维的对角矩阵。协方差矩阵（4.68）采取简单形式

$$\mathbf{C}_r = 2\mathbf{C}_t \tag{4.69}$$

这时，在所有台站到时测量的可靠性是一样的（$\sigma_{ti} = \sigma_t, \sigma_{Rti} = \sigma_{Rt}$），并且每个事件也以同样的可靠性被记录下来($\sigma_t = \sigma_{Rt}$)。

最后要指出，矩阵 $\mathbf{A}$ 的元素根据参考震源 $\mathbf{H}_R$ 来确定，式(4.67)的最小二乘法解不需要重复计算，并且等于(4.11)式的解，其中 $\mathbf{B}=\mathbf{A}^T\mathbf{C}_\tau^{-1}\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{b}=\mathbf{A}^T\mathbf{C}_\tau^{-1}\delta\mathbf{t}$。矩阵 $(\mathbf{A}^T\mathbf{C}_\tau^{-1}\mathbf{A})^{-1}$ 的对角元素是矢量 $\boldsymbol{\theta}$ 分量的偏差的渐近评估。

应该指出，在条件方程组(4.67)中没有出现理论走时。这些方程只包含对震源坐标的偏微分。在采矿实际中，速度模型 $\mathbf{m}$ 经常用一个参数来描述：初至波的速度 V_P。一般地说，V_P 依赖于震源的距离，并且走时公式用一简单的形式描述，例如 $T_i=d_i/V_{Pi}$。对取参考事件震源 $\mathbf{h}_R$ 坐标的走时微分，具有以下形式

$$
\begin{aligned}
\partial T_i/\partial x_0 &= (x_R - x_i)/(d_{Ri}V_{Pi}) \\
\partial T_i/\partial y_0 &= (y_R - y_i)/(d_{Ri}V_{Pi}) \\
\partial T_i/\partial z_0 &= (z_R - z_i)/(d_{Ri}V_{Pi})
\end{aligned}
\tag{4.70}
$$

其中 (x_R, y_R, z_R) 是参考事件的震源坐标，(x_i, y_i, z_i) 是第 i 个台站的坐标。d_{Ri} 是从参考事件到第 i 个台站的距离，V_{Pi} 是在参考事件和第 i 个台站之间的平均 P 波速度。考虑到速度 V_{Pi} 可以用表达式 $d_{Ri}/(t_{Ri}-t_{R0})$ 来近似，则关系式(4.67)中的矩阵 $\mathbf{A}$ 采取如下形式：

$$
\mathbf{A} = \begin{vmatrix}
1, & c_1(x_R - x_1), & c_1(y_R - y_1), & c_1(z_R - z_1) \\
\vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
1, & c_n(x_R - x_n), & c_n(y_R - y_n), & c_n(z_R - z_n)
\end{vmatrix}
\tag{4.71}
$$

式中系数 c_i 等于 $d_{Ri}^2/(t_{Ri}-t_{R0})$。

在矿区实际中每天应用 ATD 方法，实验的第一个目的是看看它具有的一些优点。该方法一般地说，比常规用的近似法更加准确。该方法的改进来自于 ATD 的近似，隐含着去掉了走时异常，而这是造成地区性速度参数误差的主要原因。程序执行非常之快，在定位过程中一般不需迭代，而且大部分的中间结果能一次算出、存贮和调用。该程序能用于地震事件的定位，除非要对

参考事件进行绝对定位。如果参考事件的位置知道的很少，这时则只能获得与参考事件相对的活动图像。

所介绍的ATD技术已在德国的Potash煤矿和波兰的煤矿、铜矿的常规工作中使用（Kijko等，1986）

波兰Lubin区铜矿的综合试验结果（Król和Kijko，1991），简单地描述了ATD定位程序的效果。共分析了矿山八个区域的350多次爆破。每次爆破分别用ATD方法和常规方法定位。图4.5给出震中定位的平均误差。从这些数据可见，用ATD方法使误差减小了30%。

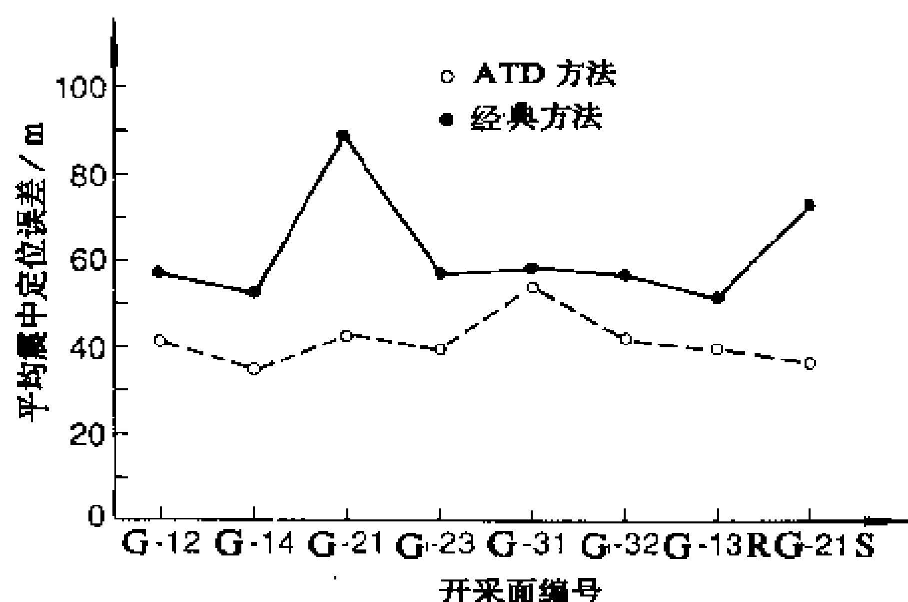


图4.5　波兰Polkowice和Rudna铜矿354次炸药爆破震中定位结果，分别用ATD和经典方法所得平均误差的比较。概略地说，ATD近似方法提供的定位误差比常规方法提供的要小30%

试验的第二个目的，是为了回答当参考事件的初始时刻不知道时能否使用ATD程序的问题。ATD程序需要关于参考事件的四个参数的知识：三个震源坐标和初始时刻。虽然爆破的震源坐标通常是知道的，但初始时刻从来是难以测量的。因此，在实际

应用中，爆破作为参考事件，对其点火时刻必须作出估计。既然在整个 Lubin 矿区的波速 V_P 已知（近似为 5.5 km/s），则参考事件的初始时刻可通过在最近台站 P 波记录的时间 d_{min}/V_P 值来简单地获得，d_{min} 是最近的台站到爆破震中的距离。采用错误的波速会导致对参考爆破事件点火时间的错误估计，继而会成为实际地震事件定位误差的一个来源。为检验所采用的 P 波速度在震源坐标误差中的作用，选出 10 个爆破，每个爆破用三个不同的波速值定位三次，V_P 三个值等于 5.0、5.5 和 6.0 km/s。震中坐标之间的差异小于 5 m。用于爆破初始时刻的估计时，所给的不同的波速 V_P 的影响很小，这成为支持 ATD 定位方法用于矿山实际应用的另一依据。

§4.5 联合测定震中位置和波速

基于和 ATD 近似方法相同的假设，建立了一组同时测定地震事件的位置和速度模型的方法：这假设是，一组紧密相连的靠得很近的地震事件的走时异常，在同一台站上具有近乎恒定的值。和仅能测定一个震中位置的 ATD 近似方法相对照，在这个方法里可同时测定一组震中和波速模型参数。这个方法称为结构和震中的联合测定方法（SSH），由 Crosson（1976）系统地阐述用于局部事件的测定。Crosson 的近似最初用于一维结构，后被 Aki 和 Lee（1976）扩展为三维速度反演。有关这个题目进一步的参考资料，例如，可参考 Koch（1985a，1985b）的工作。

Mendecki（1981）在矿山条件下应用 SSH 方法，用波的到时估计震源参数和岩体波速的各向异性。最近，在矿山应用 SSH 技术中，Jech（1989）使用 P 波和 S 波到时的时间差，对地震事件重新定位，并且改进了捷克斯洛伐克的 Ostrava - Karvina 矿区速度模型。

SSH 方法可作如下阐述。让我们考虑一种情况：n_s 个台站组

成的网布设在一定区域内,在该区发生过 n_e 个地震事件。为简单起见,只采用第一个 P 波到时,而且每个事件都被所有 n_s 个台站记录到。另外,时间 $t_{ij}(i=1,\cdots,n_e;j=1,\cdots,n_s)$ 是以已知方式和速度参数相关的函数。对每一个地震事件 i,到时可以写为以下矩阵形式:

$$\mathbf{t}_i = t_{0i}\mathbf{1} + \mathbf{T}(\mathbf{h}_i,\mathbf{m}) + \boldsymbol{\varepsilon}_i \tag{4.72}$$

其中 $\mathbf{t}_i$,$\mathbf{T}(\mathbf{h}_i,\mathbf{m})$ 和 $\boldsymbol{\varepsilon}_i$ 是 n_s 维列矢量;$\mathbf{t}_i=(t_{i1},\cdots,t_{in_s})^{\mathrm{T}}$ 是第一个到时;t_{0i} 是未知的初始时刻,$\mathbf{T}(\mathbf{h}_i,\mathbf{m})=[T_1(h_i,m),\cdots,T_{n_s}(h_i,m)]^{\mathrm{T}}$ 是走时;$\boldsymbol{\varepsilon}_i=(\epsilon_{i1},\cdots,\epsilon_{in_s})^{\mathrm{T}}$ 是包含在确定到时 t_i 中的随机矢量;$\mathbf{h}_i=(x_{0i},y_{0i},z_{0i})^{\mathrm{T}}$ 是第 i 个事件的未知震源坐标的三维列矢量;$\mathbf{m}$ 是描述走时的可能速度模型参数的未知的 n_m 维列矢量。

我们假设读数误差 $\boldsymbol{\varepsilon}_i$ 具有均值等于零的正态分布,而且已知协方差矩阵 C_{ti}。一般也假设在不同台站的时间读数误差没有校正。这时矩阵 $\mathbf{C}_{ti}$ 成为对角矩阵

$$\{\mathbf{C}_{ti}\}_{jk}=\begin{cases}\sigma_{tij}^2, & j=k\\ 0, & j\neq k\end{cases} \tag{4.73}$$

式中 $i=1,\cdots,n_e;j,k=1,\cdots,n_s$;$\sigma_{tjk}$ 是在第 j 个台站所记录的第 i 个地震的第一项到时的标准偏差。为方便,引人符号 $\mathbf{C}_t=\mathrm{ding}(\mathbf{C}_{t1},\cdots,\mathbf{C}_{tn_e})$。当使用最小二乘法对 $\hat{\mathbf{t}}_0$,$\hat{\mathbf{h}}$ 和 $\hat{\mathbf{m}}$ 作估计时,时间残差平方和最小

$$\Phi(\boldsymbol{\theta},\mathbf{m})=[\mathbf{t}-\mathbf{t}_0-\mathbf{T}(\mathbf{h},\mathbf{m})]^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}[\mathbf{t}-\mathbf{t}_0-\mathbf{T}(\mathbf{h},\mathbf{m})] \tag{4.74}$$

成为估计未知参数的准则,其中 $\boldsymbol{\theta}$,$\mathbf{t}$,$\mathbf{t}_0$ 和 $\mathbf{T}(\mathbf{h},\mathbf{m})$ 是多重矢量,它们等于

$$\boldsymbol{\theta}=\begin{pmatrix}\boldsymbol{\theta}_1\\ \vdots\\ \boldsymbol{\theta}_{n_e}\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{\theta}_i=\begin{pmatrix}t_{0i}\\ \mathbf{h}_i\end{pmatrix},$$

$$\mathbf{t} = \begin{bmatrix} \mathbf{t}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{t}_{n_e} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{t}_0 = \begin{bmatrix} t_{01}\mathbf{1} \\ \vdots \\ t_{0n_e}\mathbf{1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T}(\mathbf{h},\mathbf{m}) = \begin{bmatrix} \mathbf{T}(\mathbf{h}_1,\mathbf{m}) \\ \vdots \\ \mathbf{T}(\mathbf{h}_{n_e},\mathbf{m}) \end{bmatrix} \tag{4.75}$$

在大多数例子里，走时函数 $\mathbf{T}(\mathbf{h},\mathbf{m})$ 相对于震源坐标和速度模型参数而言是非线性的。因此拟合函数(4.74)的最小值，只能够通过迭代得到。根据单一事件的推广，采取对 n_e 个事件的震源参数和速度模型的 n_m 个参数进行扰动，(4.8)式可有如下形式

$$r_{ij} = \delta t_{0i} + \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_{0i}}\delta x_{0i} + \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_{0i}}\delta y_{0i} + \frac{\partial T_{ij}}{\partial z_{0i}}\delta z_{0i} + \sum_{k=1}^{n_m}\frac{\partial T_{ij}}{\partial m_k}\delta m_k \tag{4.76}$$

式中 $T_{ij} = T_j(\mathbf{h}_i,\mathbf{m})$，时间残差 $r_{ij} = t_{ij} - t_0^* - T_{ij}^*$，计算出走时对初始时刻 t_{0i}^*，震源坐标 $\mathbf{h}_i^*$ 以及速度模型参数 $\mathbf{m}^*$ 近似的一级偏导数。方程组(4.76)可以写作以下的矩阵形式

$$\mathbf{A}_1\delta\boldsymbol{\theta} + \mathbf{A}_2\delta\mathbf{m} = \mathbf{r} \tag{4.77}$$

其中 $\mathbf{r} = \mathbf{t} - \mathbf{t}_0^* - \mathbf{T}(\mathbf{h}_i^*,\mathbf{m}^*)$，

$$\mathbf{A}_1 = \mathrm{diag}(\mathbf{A}_{11},\cdots,\mathbf{A}_{1n_e})$$

和

$$\mathbf{A}_2 = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{21} \\ \vdots \\ \mathbf{A}_{2n_e} \end{bmatrix} \tag{4.78}$$

时间残差之和的最小值等于 $(\mathbf{r} - \mathbf{A}_1\delta\boldsymbol{\theta} - \mathbf{A}_2\delta\mathbf{m})^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_r^{-1}(\mathbf{r} - \mathbf{A}_1\delta\boldsymbol{\theta} - \mathbf{A}_2\delta\mathbf{m})$ 的最小值。每个$(n_s \times 4)$矩阵 $\mathbf{A}_{1i}$ 是第 i 个震中坐标的偏导数，等于(4.10)式。

每个$(n_s \times n_m)$矩阵 $\mathbf{A}_{2i}$ 是对速度模型参数的偏导数

$$\{\mathbf{A}_{1i}\}_{kl} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial m_l} \tag{4.79}$$

式中 $i = 1,\cdots,n_e$；$k = 1,\cdots,n_s$，和 $l = 1,\cdots,n_m$。

震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 和速度模型 $\mathbf{m}$ 的最小二乘法估计值，等于线性方程组的解

$$
\begin{cases}
\mathbf{B}_1\delta\boldsymbol{\theta} + \mathbf{E}\delta\mathbf{m} = \mathbf{F}_1 \\
\mathbf{B}_2\delta\boldsymbol{\theta} + \mathbf{E}^{\mathrm{T}}\delta\mathbf{m} = \mathbf{F}_2
\end{cases}
\tag{4.80}
$$

式中 $\mathbf{B}_1 = \mathbf{A}_1^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}\mathbf{A}_1$，$\mathbf{B}_2 = \mathbf{A}_2^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}\mathbf{A}_2$，$\mathbf{E} = \mathbf{A}_1^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}\mathbf{A}_2$，$\mathbf{F}_1 = \mathbf{A}_1^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}\mathbf{r}$，以及 $\mathbf{F}_2 = \mathbf{A}_2^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_t^{-1}\mathbf{r}$。由于问题的非线性，矩阵 $\mathbf{B}_1$、$\mathbf{B}_2$、$\mathbf{E}$、$\mathbf{F}_1$ 和 $\mathbf{F}_2$ 是震源坐标和速度模型的函数，而且问题必须迭代求解。方程组（4.80）的求解导致了较高的非稳定过程的反复搜索，特别是在缺乏初始信息的情况下。这个困难能够借助于§4.1介绍的一种稳定技术来克服。此外，直接求解是一种使用无效的数值算法，等于白白浪费时间。

Spencer 和 Gubbins（1980）介绍了一项技术来解决这个问题。对（4.80）式做简单重新安排，可得到

$$
\begin{aligned}
\delta\mathbf{m} &= (\mathbf{B}_2 - \mathbf{E}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_1^{-1}\mathbf{E})^{-1}(\mathbf{F}_2 - \mathbf{E}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_1^{-1}\mathbf{F}_1) \\
\delta\boldsymbol{\theta} &= \mathbf{C}_1^{-1}(\mathbf{F}_1 - \mathbf{E}\delta\mathbf{m})
\end{aligned}
\tag{4.81}
$$

（4.81）式的求解，需要对两个矩阵的进行转置：$(4n_e \times 4n_e)$ 矩阵 $\mathbf{B}_1$ 和 $(n_m \times n_n)$ 矩阵 $(\mathbf{B}_2 - \mathbf{E}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_1^{-1}\mathbf{E})$。矩阵 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{F}_1$ 为块结构

$$
\mathbf{E} = \begin{vmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{n_e} \end{vmatrix}, \quad \mathbf{F}_1 = \begin{vmatrix} E_{11} \\ \vdots \\ E_{1n_e} \end{vmatrix}
\tag{4.82}
$$

而 $\mathbf{B}_1$ 是个对角块结构

$$
\mathbf{B}_1 = \begin{vmatrix} \mathbf{B}_{11} & & & 0 \\ & \mathbf{B}_{12} & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \mathbf{B}_{1n_e} \end{vmatrix}
\tag{4.83}
$$

其中对应每个事件 i，$\mathbf{E}_i = \mathbf{A}_{1i}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{ti}^{-1}\mathbf{A}_2$，$\mathbf{F}_{1i} = \mathbf{A}_{1i}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{ti}\mathbf{r}_i$ 和 $\mathbf{B}_{1i} = \mathbf{A}_{1i}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{ti}^{-1}\mathbf{A}_1$。方程组（4.81）因此可重新安排为

$$
\delta\mathbf{m} = \left[\sum_{i=1}^{n_e}(\mathbf{B}_{2i} - \mathbf{E}_i^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_{1i}^{-1}\mathbf{E}_i)\right]^{-1}\left[\sum_{i=1}^{n_e}(\mathbf{F}_{2i} - \mathbf{E}_i^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_{1i}^{-1}\mathbf{F}_{1i})\right]
\tag{4.84}
$$

$$\delta\boldsymbol{\theta}_i = \mathbf{B}_{1i}^{-1}(\mathbf{F}_{1i} - \mathbf{E}_i\delta\mathbf{m}),\ i = 1,\cdots,n_e$$

其中 $\mathbf{B}_{2i} = \mathbf{A}_{2i}^{\mathrm{T}}\mathbf{D}_{ti}\mathbf{A}_{2i}$，$\mathbf{F}_{2i} = \mathbf{A}_{2i}^{\mathrm{T}}\mathbf{D}_{ti}\mathbf{r}_i$，而且 $\delta\boldsymbol{\theta}_1$ 和 $\delta\mathbf{m}$ 分别是对第一次提供的第 i 个震源参数 $\boldsymbol{\theta}_i^*$ 和速度模型参数 $\mathbf{m}^*$ 所作的校正矢量。重复(4.84)式的过程，直到满足一些截止判据为止。求解我们的问题，需要对(4 × 4)矩阵 $\mathbf{B}_{1i}$ 做 n_e 次转置，对($n_m \times n_m$)矩阵 $\sum(\mathbf{B}_{2i} - \mathbf{E}_i^{\mathrm{T}}\mathbf{B}_{1i}^{-1}\mathbf{E}_i)$ 做一次转置，其中求和是自 $i = 1$ 到 n_e。

使用 SSH 方法的优势是明显的。该程序不需用爆破对波速校准，因而可很快定位，而且能够用微机操作。在有较多地震活动背景的地区，在特殊时间段内应用 SSH 方法也有可能探测到由于应力迁移引起的速度模型参数的空间和时间的变化。

作为这个方法的一个应用实例，我们介绍由 Mendecki (1987) 用南非 Klerksdorp 区金矿里的小地震台网资料所得到 SSH 反演的结果。在地表以下 2160 m 深的矿柱里，布设一由八个地声传感器组成的地震台网，分布在区域半径为 15 m 范围内。为获得地震活动的可靠的图形。点响几个用于校准的爆破，并且测定相对各独立的地声传感器的P波波速的平均值。针对速度模型反演，选择了七个事件。所有这些事件形成一个相对紧凑的空间组。将反演出来的速度与位于地震事件同一地区的七个爆破所测的 P 波波速加以比较。按照我们的标记，第 i 个事件到第 j 个的走时等于 $T_{ij} = d_{ij}/V_j$，其中 $i = 1,\cdots,n_e$；$j = 1,\cdots,n_s$；这里 $n_e = 7$，$n_s = 8$，d_{ij} 是第 i 个事件和第 j 个台站之间的距离，速度模型 $\mathbf{m}$ 由 11 个参数($n_m = 8$)来描述，等于沿着所选区域到八个地音传感器之间的距离的平均速度。表 4.1 显示的是由反演得到的速度与由校准的爆破而测定的速度的比较。可见由 SSH 反演测定的速度，和由校准爆破所测定的速度的一致性很好。速度变化有很宽的范围，由 4739 到 5650 m/s，这表明矿柱内有很强的波速各向异性。

表 4.1　由地震观测资料进行反演得到的平均 P 波波速与由校准的爆破所作的结果的比较①

地声传感器	平均 P 波波速（m/s）	
	SSH 程序	用校准的爆破
1	5109	5070
2	4814	4830
4	5149	5270
5	4739	4840
7	5589	5710
8	5650	5780
9	5245	5440
11	5280	5230
平均	5197	5271

①见 Mendecki，1987 文献。

§4.6　其他定位方法

4.6.1　线性方法

在一些实例中，确定区域震源的方法可以进行很有意义的简化。如果能接受单一速度模型的话，简化就能办到。例如，如果利用表示从未知的震中 $\mathbf{h}(x_0, y_0, z_0)^{\mathrm{T}}$ 到台站$(x_i, y_i, z_i)(i = 1, \cdots, n)$之间距离的斜直线来计算地震走时 $T(\mathbf{h})$，则

$$T(\mathbf{h}) = [(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)]^{1/2}/V \tag{4.85}$$

式中 V 是整个地区的恒定的波速。做简单代数变换之后，震源参数 $\boldsymbol{\theta} = (t_0, x_0, y_0, z_0)^{\mathrm{T}}$ 是以下一组 $n-1$ 个线性方程的最小二乘解

$$\mathbf{A}\boldsymbol{\theta} = \mathbf{r} \tag{4.86}$$

其中

$$
\{\mathbf{A}\}_{ij}=\begin{cases}2(t_{i+1}-t_i)V^2 & \text{当 } j=1,\\ 2(x_{i+1}-x_i) & \text{当 } j=2,\\ 2(y_{i+1}-y_i) & \text{当 } j=3,\\ 2(z_{i+1}-z_i) & \text{当 } j=4\end{cases} \tag{4.87}
$$

$$
\{\mathbf{r}\}_i=(x_{i+1}^2-x_i^2)+(y_{i+1}^2-y_i^2)+(z_{i+1}^2-z_i^2)+(t_{i+1}^2-t_i^2)V^2
$$

i 表示台站序号。在这种情况下，至少要有五个（$n=5$）台站的到时。Blake（1974）以及最近 Eccles 和 Ryder（1984）对这些方法作过评价和比较。

线性方法用于震源定位是很诱人的。这种方法从需要反复迭代计算的问题中解脱，测定是快速的。这些方法受到明显约束，就是它们忽略了复杂的速度结构，而且它们应用于实际的矿山条件时，常常会出现不合理的解。目前，线性方法可用于测定需进一步迭代计算的开始点。

4.6.2 较大的时间残差和 L_1 标准

使用最小二乘方法，等同于假设到时残差具有高斯（Gaussian）特性。杰弗瑞斯（1932），提出了全球走时表，首次承认时间残差不遵循高斯（Gaussian）分布，并且偶然出现大的残差，严重影响到地震的定位。大的时间残差问题，对于矿山的地震事件而言也是重要的。现代矿山记录系统引人一种到时自动识别后，增加了偶然出现的噪声尖脉冲的概率，或者在特殊通道上 P 波和 S 波混淆的概率。

为解决这个问题，代替最小二乘拟合函数（4.1），我们介绍一个称为 L_1 的标准，它是时间残差绝对值的总和。

对应的拟合函数是

$$
\Phi(\boldsymbol{\theta})=\sum_{i=1}^{n}|r_i| \tag{4.88}
$$

式中 $|\cdot|$ 表示绝对值。拟合判据（4.88）比 L_2 标准（最小二乘）

的灵敏度要低，并且趋向于降低较大时间残差的作用。Anderson (1982) 曾综合比较有关 L_1 和 L_2 标准以及其他拟合函数。

对于矿山的地震事件定位而言，Prugger 和 Gendzwill (1988) 介绍了 L_1 标准，并在加拿大的 Saskatchewan potash 矿区使用，并且也被实际用于 ISS（集成地震系统）软件包上，该软件已在南非（Mendeck，1990）使用。不幸的是，根据 L_1 标准所作的定位程序很少在实际中应用，因为按照矩阵和反演的观念系统地阐述这一问题较为困难。因此，据 L_1 标准所作的定位程序，常常直接由称为 Nelder - Mead 的子程序，作为最直接的拟合函数的方法来实现。

4.6.3 拟合函数最小值的 Nelder - Mead 单纯形方法

一般地，残差平方和最小值的高斯-牛顿方法，如 4.1 节所述，是有效和快捷的。然而，高斯-牛顿近似方法偶而会变得不十分有效和不稳定。这些情况包括病态条件下的反演问题，以及未知震源参数与走时导数数值计算值之间有很强相互关系，在这种情况下，根据 L_1 标准所作的定位程序中，使用单纯形最优化程序，不需要计算导数，是最为恰当的。在 Himmelblau (1972) 和最新的如 Press 等人（1989）所写的数值算法的教科书里，可找到关于该方法细节的描述。

在我们对单纯形算法的简短的描述中，我们遵循的是 Rabinowitz 和 Kulhanek (1988) 的工作。假设我们的定位问题仅仅包含两个参数的估算：震中坐标 x_0 和 y_0。假设拟合函数 $\Phi(x_0, y_0)$ 的最小值位于点$(\hat{x}_0, \hat{y}_0)$，并且选择点(x_0^*, y_0^*)作为尝试震中(图 4.6)。自点(x_0^*, y_0^*)开始，算法构成一个三角形，(x_0^*, y_0^*)作为它的一个顶点。这样的三角形在两维空间称作“单纯形”(simplex)，并且一般地说，单纯形是一个比定义的维数多一个顶点的图形。每一次对三个端点估算，拟合函数趋向最高值的顶点，通过三角形的重心进行反射。如果反射点(见图 4.5 的 4) 的 $\Phi(x_0, y_0)$ 比初始的顶点减小，则增加顶点 4 和删除顶点 1 而形成

新的三角形。重复这个过程，直到反射不再产生低Φ值的顶点。然后，单纯形能自己缩小，并且改变搜寻方向，或者按照最终标准“塌”向最小值。

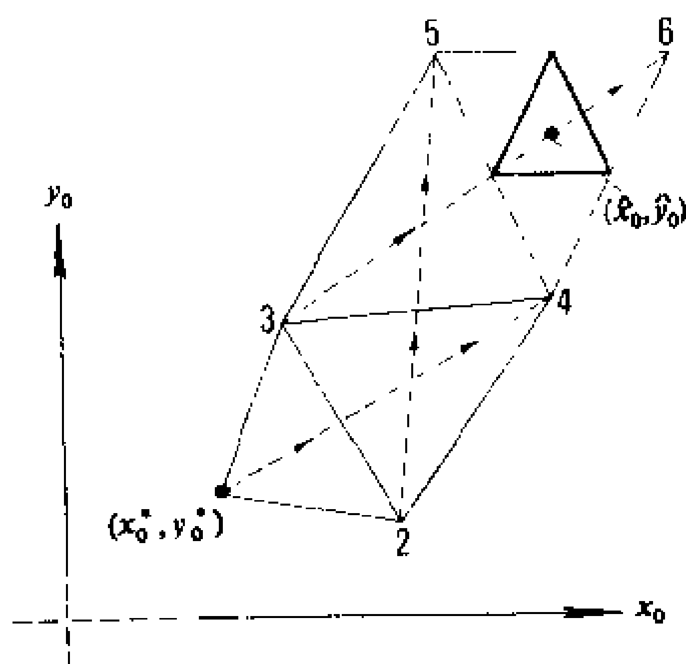


图 4.6　单纯定位算法的图示。由（x_0^*，y_0^*）点开始，在 n 次连续地反射之后，单纯形点(4，5，6) 开始“塌”向极小点($\hat{x}_0$，$\hat{y}_0$)（Rabinowitz 和 Kulhanek，1988，图 2）

实际上，当单纯形的尺度达到一预定的最小值时，单纯形迭代停止。虽然自 60 年代以来，基于单纯形的最优化程序已经公开（Spendly 和 Hest，1962），但只有计算机的普遍使用才使其成为有吸引力的工具。拟合函数显示出局部最小值问题，以及(或者）分析计算导数吃力的问题，在这里又有一个特殊的证据。Nelder 和 Mead（1965）对算法作了修改，在所有有名的地震学反问题应用上，已经极大地改进了初始算法的运行能力。在 Nelder - Mead 单纯形程序里，最小（一般亦称最优化）方法是适合的，通过单纯形法它以最好的方式去适应拟合函数的性质。在许多情况下，Nelder - mead 单纯形最优化方法比高斯-牛顿法更

有效：它不用导数，而且对于含有病态条件矩阵的问题而言，它不需要进行矩阵转置。该方法可用于任一速度模型和任一拟合函数。

Prugger 和 Gendzwill（1988）首次将 Nelder - Mead 单纯形方法用于矿山事件的定位。相同的技术也用于区域的和一定距离上地震的定位（Rabinowitz，1988；Rabinowitz 和 Kulhanek，1988）。Prugger 和 Gendzwill（1988）曾作过单纯形方法程序和高斯－牛顿方法以及 Thurber（1985）称之为近似牛顿最优化程序，即与（4.38）式的比较试验。它们假设台网由八个地表面的地震台站组成，采用半空间速度模型，而且仅使用 P 波到时进行定位。分析了两个地震事件：第一个事件的震源位置在台网的中心，第二个事件的坐标位于台网的外部。结果发现 Nelder - Mead 单纯形方法利用 L_1 标准拟合函数提出合理的定位结果，而且在大部分情况下比牛顿法（Thurber，1985）或高斯-牛顿方法都要准确得多。

尽管事实上直接搜索的最优方法（诸如单纯形方法）比那些利用走时微商的作法要慢一些，但使用 Nelder - Mead 算法，其计算速度足以在常规定位过程中应用。一般地说，基于 L_1 标准的拟合函数和 Nelder - Mead 单纯形算法一起使用，比其他大部分近似方法都要好些或好得多。

第五章　矿山地震台网的优化方案

矿山震动的定位可以达到的准确程度依赖于几个因素，例如地震台网的空间分布形状、地震波到时读数的准确性、以及适当的速度模型假设。第四章中介绍了由系统的和随机的成分组成的事件定位误差。系统误差的影响能够通过对走时异常的详细分析、或一组地震事件的同时定位以及速度模型的测定来消除，就像§4.5节介绍的那样，因此，震源参数的随机误差值可以作为用作地震台站空间分布的定量标准。对所给的速度模型，随机误差依赖于地震波到时读数的准确性和震源与台站之间的几何形状。所以，优化事件定位问题等价于对地震台站的空间分布的分析，以保证在震源定位过程中随机误差值降到最小。

虽然地震台网已广泛地用于矿区，但很少注意到这类台网的优化设计。一个台网的表现通常是在布设之后，并且经过一定时间运转后才作出评价的。当一些台站移开到不同的位置时，台网或增加新的台站，或保持台站数目不变。在大多数情况下，重新布设只是根据个人的主观判定。这样做的结果，会带来财力限制，同样在观测上会有一些不可能挽回的损失。仅在很少的情况下，对地震台站的布局优化进行预先设计和理论上检验。

最早进行地震台站空间分布优化尝试是在日本，用蒙特卡罗方法（Monte Carlo）模拟处理地震波记录（Sato和Skoko，1965；Skoko和Sato，1966）。在这些早期工作里，还没有考虑到描述地震波传播方程的近似特征。这些困难被Peters和Crosson（1972）所解决，他们使用所谓预测分析方法，估计区域地震的定位精度，这时方程所描述的物理过程具有近似（随机的）特征（Fedorov，1974），并以最小二乘方法加以概述。

地震台站的优化分布问题也已经用各种其他的近似方法作过研究。如Burmin（1986）提出过地震台网的非统计分析。Burmin工作中一个重要结论是，如果定位方法改变的话，对一定的定位方法所作的地震台站的优化布局，会失去它的优化特征。Salamon和Wiebols（1972），Båth（1984），以及Eccles和Ryder（1984）也讨论了矿山地震台站优化布局的一些问题。

Kijko（1977a、1977b、1978）在优化试验统计理论的基础上，提出地震台站分布的一般方法。他的方法用于一些国家地震台网的优化设计（Savarenskiy等，1979；Trifu，1983；Ghalib等，1985；Garcia - Fernandez等，1988）。Rabinowitz和Steinberg（1990）介绍了Kijko关于在两个不同台站时间残差校正情况下，一种思路的有趣扩展。

相对于给定震源的有关地震台站分布的一般规则是众所周知的。台站应该围绕震源均匀分布。台站最好在距地震震中一定范围内分布。为了估计震源深度，应该在震中距离小于震源深度的台站上记录n个P震相。使用包括S波到时的震相会使震源估计比仅用P波到时所作的判定有较小的标准误差（Buland，1976；Uhrhammer，1982，Gomberg等，1990）。只有当高地震活动性限制在相对较小的区域里，以上这些“规则”才可以在实际中应用。如果地震区域较大，或覆盖几个高地震活动区域，则必须考查到时方程组的性质，以找出地震台站最优几何分布的特殊规则。

本章以下分为两节。§5.1节介绍地震台站优化分布理论的一些内容，§5.2节讨论几个特殊情况以及实际应用。

§5.1 理论背景

一般地，选择这一个还是另一个台站布局，应依赖于与所给布局有关的一些指标值。所以，最好的台网应该受到指标值的约

束，当以它的最大值表示最佳布局时，称之为“优质”。这个指标值记作 Q，应依赖于所寻找的地震震源的参数 $\boldsymbol{\theta}$ 的协方差矩阵。这样在大多数情况下，优化台网的选择可以表示为以下形式

$$\underset{\mathbf{x} \in \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{x}}}{极值}\{Q = L[\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})]\} \tag{5.1}$$

式中 $\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})$ 是所找的参数 $\boldsymbol{\theta} = (t_0, x_0, y_0, z_0)^{\mathrm{T}}$ 的协方差矩阵，$\mathbf{x} = (\mathbf{x}_1, \cdots, \mathbf{x}_n)$ 是地震台站坐标，每个 $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i, z_i)^{\mathrm{T}}$ 是第 i 个地震台站的笛卡儿坐标，$\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{x}}$ 是可能的台站定位的空间域，$i = 1, \cdots, n$，并且 n 是地震台站的数目。

函数 $L[\cdot]$ 的选择依赖于所考虑问题的特殊性质。最常用的是所谓的 D 值优化准则，就是使矩阵 $\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x})$ 行列式值最小。D 准则所依据的是下面要介绍的理论（John 和 Draper，1975）。对于参数 $\boldsymbol{\theta}$ 而言，近似的信度椭球的形式为

$$(\boldsymbol{\theta} - \hat{\boldsymbol{\theta}})^{\mathrm{T}} \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}^{-1}(\mathbf{x})(\boldsymbol{\theta} - \hat{\boldsymbol{\theta}}) \leqslant 常数 \tag{5.2}$$

其中 $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ 是 $\boldsymbol{\theta}$ 值的最小二乘估计，这里的常数是根据 κ_{n-4}^2 分布所得的近似的量值。椭球的容积正比于 $\sqrt{\det[\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})]}$。因此，得到明显的最优准则是：这个椭球的 $\det[\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})]$ 最小值要尽可能的小。由 $\det[\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})]$ 最小值决定布局的 $\mathbf{x}$ 值，叫作“D 形状值”。这个准则有几个重要的特征，其中包括 $\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})$ 矩阵中非对角线元素之间的低偏差值及低相关值。而且，如果使用行列式性质，就不需要计算协方差矩阵。假设震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 用最小二乘方法来估计，这些参数的协方差矩阵是 $\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x}) = [\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\tau}^{-1}\mathbf{A}]^{-1}$，其中 $\mathbf{A}$ 是和震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 有关的计算到时的偏微分矩阵，并且 $\mathbf{C}_{\tau}$ 是时间残差的协方差矩阵，根据定义，$\det\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x}) = [\det\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}^{-1}(\mathbf{x})]^{-1}$，$\det[\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}}(\mathbf{x})]$ 的最小，将使 $\det[\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{C}_{\tau}^{-1}\mathbf{A}]$ 为最大，满足“D 值优化”的准则。

当问题（在我们的情况下是地震波的走时）由非线性方程来描述时，观测点 $\mathbf{x}$ 的 D 值优化更为复杂，并且矢量 $\boldsymbol{\theta}$ 具有随机变化的特点。在这个情况下，矩阵 $\mathbf{A}$ 等效于协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\theta}$ 的元素，是未

知参数 $\boldsymbol{\theta}_{TRUE}$ 的真值的函数。因为 $\boldsymbol{\theta}_{TRUE}$ 是未知的,则矩阵 $\mathbf{C}_\theta$ 不能计算,而且整个方法是不能应用的。在这种的情况下频繁使用的技术是,在点〈$\boldsymbol{\theta}$〉处,即初始假设点 $\boldsymbol{\theta}_{TRUE}$ 处,计算偏微分矩阵 $\mathbf{A}$(Box 和 Lucas, 1959)。

根据几个台站的地震波记录走时所作的地震事件定位，具有这样的性质。上面所介绍的规划地震台网的方法，仅仅当高地震活动局限在相对较小的区域内，才可用于实际。然而，如果地震活动区域较大，并且划分为几个区域，所介绍的优化方案的方法必须作些修改。我们假设，从我们已有的地震活动的知识以及从未来矿区的事件定位方面，我们能确定函数 $p(\mathbf{h})$,这是事件震源坐标 $\mathbf{h}=(x_0,y_0,z_0)^T$ 的空间分布,且有$\int_{\Omega_h} p(\mathbf{h})d\mathbf{h}=1$ 的性质,式中 $\boldsymbol{\Omega}_h$ 是地震事件发生的空间域。既然震源坐标具有随机特点,则 $L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x})]$ 值可以由整个域 $\boldsymbol{\Omega}_h$ 中的平均值所替换

$$\langle L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x})]\rangle=\int_{\Omega_h} p(\mathbf{h})L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x},\mathbf{h})]d\mathbf{h} \qquad (5.3)$$

该式表示在一给定的地震活动区域里，包含所有可能事件 Q 参数的平均值。这样,所作的对震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 的最好的估计,注意到在 $\boldsymbol{\Omega}_h$ 域内不同点位上事件发生的不同概率,由于观测点 $\mathbf{x}$ 的分布满足以下条件而被认为是可靠的

$$\int_{\Omega_h} p(\mathbf{h})L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x},\mathrm{h})]d\mathbf{h}=\text{极值} \qquad (5.4)$$

$$\mathbf{x}\in\boldsymbol{\Omega}_x$$

准则（5.4）通常是迄今所介绍的关于优化设计方法的概括。对于线性初始方程的情况来说，当 $L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x})]$ 独立于震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 时,条件（5.4）采取经典的设计准则形式

$$L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x})]=\text{极值} \qquad (5.5)$$

$$\mathbf{x}\in\boldsymbol{\Omega}_x$$

相似地，在地震活动集中的情况下，当震源的空间分布 $p(\mathbf{h})$ 可

以用迪拉克函数 δ 来近似，$p(\mathbf{h}) =$ 常数 $\delta(\mathbf{h} - \langle\mathbf{h}\rangle)$，其中 $\langle\mathbf{h}\rangle$ 是最可能的事件震源位置，条件（5.4）表述了所谓的局部优化准则

$$L[\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x}, \langle\mathbf{h}\rangle)] = \text{极值} \qquad (5.6)$$
$$\mathbf{x} \in \mathbf{\Omega}_{x}$$

该式是由 Chernoff（1953）引入的。条件（5.4）也可以解释为，地震事件发生的后概率的最大值，而 $p(\mathbf{h})$ 描述的是其预概率。

用于监视地震活动几个“热点”的地震台网设计的优化准则，关系式（5.4）远远不是唯一的。例如，Chaloner 和 Larnitz（1989）提出寻找参数 θ 的后概率的最大值，它相当于在关系式（5.4）中用对数替换最大值函数 $L[\cdot]$。

§5.2 特例和应用

5.2.1 围绕地震活动集中区的三维地震台网

我们假设在所给的一个矿区内，可以分离出相对小的高地震活动特殊区域。地震台站以一定布局环绕着这个区域，所要构成的问题是，对所给定的台站数目来说，震源参数的误差应当是最小的。显而易见，矿区地震台网的设计总是含有一些技术上的约束，诸如怎样进入所选择的场地、数据传输、以及动力供给等。然而，不受限制的台网布局问题，仅只是学术上的兴趣。“理想的”地震台网的理论研究，可在台站分布的几何形状上提供有用的知识，并且可以被作为实际条件下地震台网设计的“指南”。另外，理论研究也提供了用于“理想的”台网定位误差量化评估的简单公式。这样一种对给定震台站数目的台网的评估，被认为是对任意实际台网定位误差的下限。

矿区地震台网布局的优化问题将分两步来讨论。第一步，我们分析在各向同性和均匀介质中优化布局问题。第二步，我们求解各向同性、但有随机非均匀介质的一般情况。还假设事件仅由 P 波到时用最小二乘法来定位。

各向同性均匀介质中的地震台网　P波到时用公式描述写为

$$t_i = t_0 + T(\mathbf{h},\mathbf{m},\mathbf{x}_i) + \varepsilon_i \tag{5.7}$$

对于均匀和各向同性速度模型

$$T(\mathbf{h},\mathbf{m},\mathbf{x}_i) = \left[(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2 + (z_0 - z_i)^2\right]^{1/2}/V_{\mathrm{P}} \tag{5.8}$$

是自震源 $\mathbf{h} = (x_0, y_0, z_0)^{\mathrm{T}}$ 到第 i 个台站的走时，台站坐标为 $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i, z_i)^{\mathrm{T}}$，$t_0$ 是发震初始时间，t_i 是在第 i 个台站、带有读数误差 ε_i 的P波的初动时刻，速度模型参数矢量 $\mathbf{m}$ 仅由一个相等的P波波速的参数 V_{P} 描述，$i = 1,\cdots,n$，n 是地震台站的数目。

继公式(5.6)之后，考虑到走时 $T(\mathbf{h}、\mathbf{m}、\mathbf{x})$ 相对于震源坐标 $\mathbf{h}$ 是非线性的，"最佳 D"设计准则采取的形式为

$$\det[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x},\langle\mathbf{h}\rangle)] = \min \tag{5.9}$$

式中 $\langle\mathbf{h}\rangle$ 是已知最可能的震源位置，$\langle\mathbf{h}\rangle = (\langle x_0\rangle,\langle y_0\rangle,\langle z_0\rangle)$。所得到设计准则，一般称为"区域的最佳 D 值"(John 和 Draper, 1975)，以强调它依赖于所找参数 $\mathbf{h}$ 的实际区域值。假设"真实的"震源坐标 $\mathbf{h}$ 等于 $\langle\mathbf{h}\rangle + \delta\mathbf{h}$，展开走时(5.8)式为点 $\langle\mathbf{h}\rangle$ 的泰勒序列，展开到线性项，并且将 x,y,z 坐标的原点放在该点上，我们得到

$$r_i = t_0 + X_{i1}\frac{\delta x_0}{V_{\mathrm{P}}} + X_{i2}\frac{\delta y_0}{V_{\mathrm{P}}} + X_{i3}\frac{\delta z_0}{V_{\mathrm{P}}} \tag{5.10}$$

其中 $r_i = t_i - \langle t_0\rangle - T(\langle\mathbf{h}\rangle,\mathbf{m},\mathbf{x}_i)$。并且，

$$\begin{cases} X_{i1} = x_i/d_i, \\ X_{i2} = y_i/d_i, \\ X_{i3} = z_i/d_i \end{cases} \tag{5.11}$$

$d_i = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2$，且 $i = 1,\cdots,n$。因为 $\sum_{i=1}^{3} x_{ij}^2 = 1$，走时的泰勒展开序列导致台站坐标 $\mathbf{x}$ 转变为新变量 $\mathbf{X}$，新变量的覆盖域是单位半径的球体。因此，这个问题被简化为寻找"最佳 D 值"的一阶设计，这里受控制的变量 $\mathbf{X}$ 覆盖单位球体。作为一个推论，所有的考虑都将限制在这个空间内。

首先，我们分析一种优化设计，该设计的台站数目 n 和未知参数 m 相同，而且在讨论的实例中等于 4。Box（1957）、Gorsky 和 Brodsky（1965）讨论了当观测点数目等于未知台数时优化设计的问题。他们的工作引出了最简设计的概念。为使关系清晰，我们假设在不同台站上的时间读数误差是相互独立的，并且具有相同的方差，即 $\sigma_{t_i}^2 = \sigma_t^2$。这样，震源参数 $\boldsymbol{\theta}$ 的协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x})$ 是

$$\mathbf{C}_{\theta}(x) = \sigma_t^2([\mathbf{1} : \mathbf{X}]^T[1 : \mathbf{X}])^{-1} \tag{5.12}$$

其中 $[\mathbf{1} : \mathbf{X}]$ 是从矩阵 $\mathbf{X}$ 的左边增加单位矩阵所获得的矩阵。(5.9) 式行列式的最小值等于 $\det([\mathbf{1} : \mathbf{X}]^T[\mathbf{1} : \mathbf{X}])$ 的最大值。Box（1957）已经介绍，确定其行列式的 $\mathbf{X}$ 设计其最大值，应该在行列正交的设计中寻找，这种矩阵设计的一个正单纯形例子是，该范围单位球体内，对应于 $n = m = 4$ 个变量，中心位于坐标系的原点。

这样，容易给出四个地震台站的优化分布的例子，协方差矩阵 $\mathbf{C}_{\theta}$ 的对角元素是

$$\begin{aligned}
\{\mathbf{C}_{\theta}\}_{11} &= \sigma_{t_0}^2 = \sigma_t^2/4, \\
\{\mathbf{C}_{\theta}\}_{22} &= \sigma_{x_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/4, \\
\{\mathbf{C}_{\theta}\}_{33} &= \sigma_{y_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/4, \\
\{\mathbf{C}_{\theta}\}_{44} &= \sigma_{z_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/4
\end{aligned} \tag{5.13}$$

矩阵中其余的元素是零。另外，有可能确定四个台站优化分布的坐标。根据关系式（5.11）和已知的球面优化设计思路，可以获知，四个台站应该分布在包含射线出发点的震源位置 $\langle \mathbf{h} \rangle$ 处，并且穿过中心点 $\langle \mathbf{h} \rangle$ 所在的正四面体的顶点上。在所假设的模型内，不限制震源到特定台站间距离，而且这些距离可以是任意的。

所得到的解可以推广到大量台站。记录点 $n > m$ 情况下矩阵 $\mathbf{X}$ 的设计，Fedorov（1972）已经介绍过。他证明了记录点位 $\mathbf{X}$

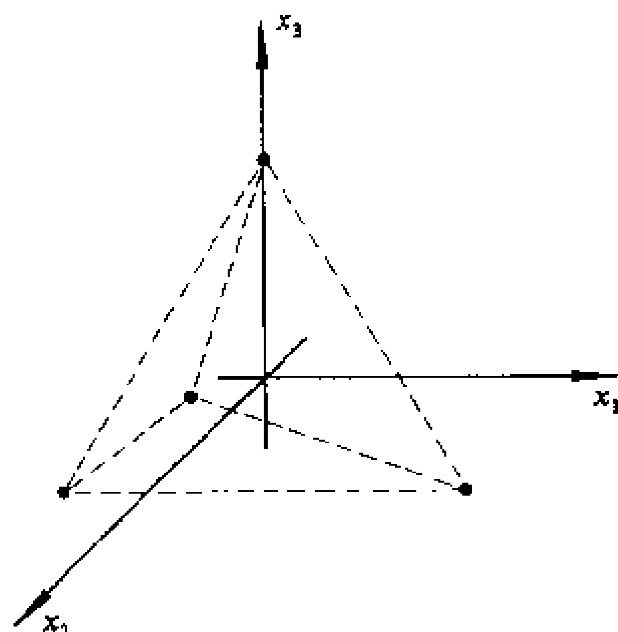


图 5.1　矩阵 **X** 的行是正四面体的顶点，坐标系原点是其中心

应该分配到记为 $(m-1)$ 维震源参数球体上的任意正多面体的顶点。这样所有由 $n=4$ 得到的公式可以推演到 $n>4$ 的情形。例如，由（5.13）式描述的未知震源参数的最小方差，现在可以写为

$$
\begin{aligned}
\{\mathbf{C}_\theta\}_{11} &\equiv \sigma_{t_0}^2 = \sigma_t^2/n, \\
\{\mathbf{C}_\theta\}_{22} &\equiv \sigma_{x_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/n, \\
\{\mathbf{C}_\theta\}_{33} &\equiv \sigma_{y_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/n, \\
\{\mathbf{C}_\theta\}_{44} &\equiv \sigma_{z_0}^2 = 3V_P^2\sigma_t^2/n
\end{aligned}
\tag{5.14}
$$

其中 n 是台站数目。

因为台站坐标 $\mathbf{x}_i$ 乘以任意常数，等于在不改变球体 **X** 半径条件下相对于设计中心的台站位移，所以事件定位的精度与台站到最可能的震源位置间的距离无关。在所讨论的实例里，Fedorov 的设计可以增补一些点位，例如，任意正多面体所有边的中心以及表面的“中心”位置。

各向同性、随机不均匀介质中的地震台网　各向同性、随机不均匀介质可以理解为这样一种介质，其中在事件和地震台之间的P波速度是不同的，但围绕P波速度平均值$\langle V_P \rangle$上下摆动。在第一项近似中，假设速度的方差$\sigma_{v_i}^2 (i = 1, \cdots, n)$为是常数($\sigma_{v_i}^2 = \sigma_v^2$)，即是说，与地震波传播方向和地震射线路径无关。

在§4.3节已介绍过，这样定义的介质不均匀性导致了走时摄动现象[方程(4.58)]，其平均值ΔT等于$q^2 d / \langle V_P \rangle$，其中$q = \sigma_v / \langle V_P \rangle$，$\langle V_P \rangle$是P波波速的均值，$\sigma_v^2$是它的方差。这样，方程在随机不均匀介质中，描述走时的均值是

$$T(\mathbf{h}, \mathbf{m}, \mathbf{x}_i) = d_i / \langle V_P \rangle + q^2 d_i / \langle V_P \rangle = d_i / V_P^* \qquad (5.15)$$

式中$V_P^* = \langle V_P \rangle / (1 + q^2)$，$V_P^*$叫虚拟速度。这个方程具有与均匀各向同性介质走时方程（5.8）相同的形式。两个方程之间唯一的不同是均匀速度和虚拟速度的关系。在方程（5.15）中，地震波波速V_P由虚拟波速V_P^*来代替。

介质不均匀性的另一种效果是到时方差的形式。在我们的例子中，到时（4.61）式的协方差矩阵是对角线矩阵，其元素等于

$$\{\mathbf{C}_r\}_{ii} = \sigma_t^2 + q^2 \frac{d_i^2}{\langle V_P \rangle^2} \qquad (5.16)$$

其中$i = 1, \cdots, n$，n是地震台站的个数。这样震源参数$\boldsymbol{\theta}$的协方差矩阵的形式为

$$\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x}) = ([1 : \mathbf{X}]^{\mathrm{T}} \mathbf{C}_r^{-1} [1 : \mathbf{X}])^{-1} \qquad (5.17)$$

这种矩阵的行列式分析是困难的，因为存在着其元素依赖于震源距离d_i的矩阵$\mathbf{C}_r$。

因为矩阵$\mathbf{C}_r$是对角的，可假设位于对角线上的全部元素相同，并且$c_r = \{\mathbf{C}_r\}_{ii}$，$i = 1, \cdots, n$，则把公式（5.17）简化为

$$\mathbf{C}_{\theta}(\mathbf{x}) = c_r([1 : \mathbf{X}]^{\mathrm{T}} [1 : \mathbf{X}])^{-1} \qquad (5.18)$$

式中$c_r = \sigma_t^2 + q^2 d^2 / \langle V_P \rangle^2 =$常数。

协方差矩阵（5.18）与均匀介质中的矩阵相似，仅是常数不

同。因此，寻找各向同性、随机不均匀介质情况下地震台站的优化布局问题，可简化为已知的各向同性均匀介质中的情况。

这样，地震台网的优化布局需要在整个球体上的分布，它们位于几何对称的多面体且相对于 x,y,z 每个方向的顶点上。一般地说，这个球心为原点(相当于最可能的震源位置)，并且射线穿过球体内的内接正多面体的顶点，传感器在其球体上分布。这种布局和在上边讨论中均匀各向同性介质中的布局唯一不同的是，为了满足条件 $c_r=$ 常数，台站不能放在正多面体的边缘和面的中心。

地震台站按照所描述的原则布设，以保证协方差矩阵(5.18)的对角线元素等于

$$
\begin{aligned}
\{\mathbf{C_\theta}\}_{11} &\equiv \sigma_{t_0}^2 = c_r/n, \\
\{\mathbf{C_\theta}\}_{22} &\equiv \sigma_{x_0}^2 = 3\langle V_P\rangle^2 c_r/n, \\
\{\mathbf{C_\theta}\}_{33} &\equiv \sigma_{y_0}^2 = 3\langle V_P\rangle^2 c_r/n, \\
\{\mathbf{C_\theta}\}_{44} &\equiv \sigma_{z_0}^2 = 3\langle V_P\rangle^2 c_r/n
\end{aligned}
\tag{5.19}
$$

因此，发震时间和地震事件坐标的误差依赖于分布着传感器的球的半径 d。

根据这些讨论，可以写出实用的结论。可以很快给出的参数 q 是介质的速度不变量，可用其量度介质的不均匀性。由定义，P 波速度的方差具有形式

$$E[(V_P-\langle V_P\rangle)^2]=\sigma_{vP}^2 \tag{5.20}$$

式中 E 表示期望值算子。对 S 波速而言，它通过方程 $\langle V_S\rangle=\rho\langle V_P\rangle$ 和 P 波速度相联系，我们有

$$E[(V_S-\langle V_S\rangle)^2]=\rho^2\sigma_{vP}^2=\sigma_{vS}^2 \tag{5.21}$$

由参数 q 的定义和关系式(5.21)，继而有 $q_S=q_P$。

按照我们对均匀介质情况的估计（方程(5.14)），当使用的速度较小时，如使用 S 波，震源定位的精度增加。然而，根据方程(5.19)，对于随机不均匀介质而言，这个规律是不明显的。

对于P, S波，根据方程（5.19)，震源坐标误差的方差的比率是

$$\frac{[\sigma_\alpha^2]_P}{[\sigma_\alpha^2]_S}=\frac{\langle V_P\rangle^2\sigma_t^2+d^2q_P^2}{\langle V_S\rangle^2\sigma_t^2+d^2q_S^2} \tag{5.22}$$

其中 $\alpha = x_0, y_0, z_0$。比值作为震源和台站之间距离的函数，在典型的矿区条件下，可见图 5.2。假设 $\langle V_P\rangle = 4.0$ km/s, $\langle V_S\rangle = \langle V_P\rangle/\sqrt{3}$, $\sigma_{vP} = 0.15$ km/s, $\sigma_t = 0.01$s，以及 q_S 等于 q_P。由该图可见，使用低速波以改进地震事件定位精度的经典方法，似乎不再是很真实的了。甚至在很短的距离上，用S波定位的准确性与用初至P波是相同的。此外，在方程（5.22）中，我们做了一个非常乐观的假设，即S波和P波到时的读数精度是一样的。

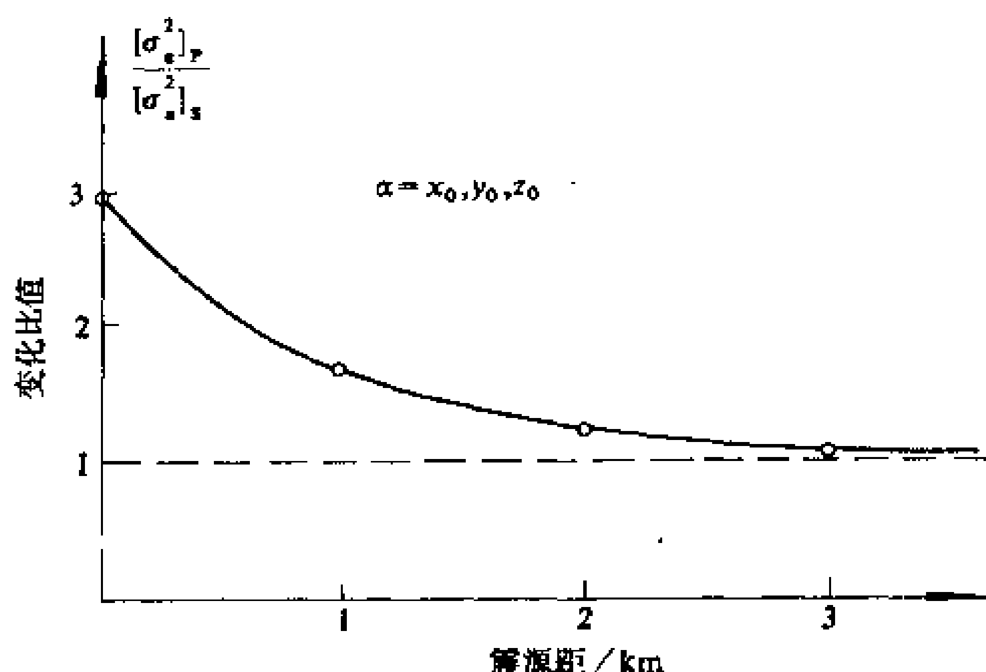


图5.2 使用P或S波估计震源坐标的误差方差之比值，是震源和地震传感器之间最大可能的距离的函数

已获得的理论结果也可以用于评估现有的任意地震台网的质量。按照 Flinn（1965）的说法，对任一协方差矩阵为 $\mathbf{C}_\theta$ 的

地震事件，在前面讨论过的例子中，$\min\det[\mathbf{C}_\theta]/\det[\mathbf{C}_\theta]$ 为

$$\frac{27\sigma_t^8 V_P^6}{n^4\det[\mathbf{C}_\theta]} \tag{5.23}$$

该比值在 0（当震源参数的方差变得无限大，并且不可能定位时）和 1（当围绕震源得到可能最好的台站分布）之间取值，并且按照（5.14），$\min\det[\mathbf{C}_\theta]=27\sigma_t^8 V_P/n^4$，。因此（5.23）式可以作为区域内给定台网对地震事件进行检测和定位能力的量化描述。

5.2.2 在捷克斯洛伐克 Ostrava 煤盆的区域台网的优化布局

在 Ostrava 煤盆，那里有六个煤矿，要挑选出 11 个适合安放地震传感器的可能的位置，如图 5.3 所示（Kijko，1978）。已知四个高地震活动区 Ω_h^i 区，$i=1,\cdots,4$。在活动区域 Ω_h 内任意点上，事件发生的空间分布 $p(\mathbf{h})$，假设与震中坐标无关，并且仅随着深度变化。台网由 7 个台站组成，安放在图 5.3 所示 11 个可能位置中的 7 个点上。采纳地震台网布局中的两个准则，相应地，得到两种布局。第一个布局准则记为 xyz。当能保证震源定位对所有三个坐标的最大信息时，台网相对于准则 xyz 是优化的。如果对任意一个要找的坐标没有特殊的要求时，使用第二个布局准则，当能保证所给的事件的坐标 x 和 y 以最大信息的时候，记作为 xy，台网相对于准则 xy 是优化的。

为解决用于所选参数最佳估计的“D 值优化”问题，使用了 Hill 和 Hunter（1974）理论研究的结果。在文献中，所考虑的 D 值方案情况，称为 D_S 准则。按照我们的假设，所寻找的参数 $\boldsymbol{\theta}$ 可划分为两部分。第一部分 $\boldsymbol{\theta}_1$ 由参数 m_1 形成，这将由最大可能的精度来决定，而第二部分 $\boldsymbol{\theta}_2$ 包含 m_2 的其他参数，这时有 $\boldsymbol{\theta}=\begin{pmatrix}\boldsymbol{\theta}_1\\ \boldsymbol{\theta}_2\end{pmatrix}$，并且矩阵 $\mathbf{A}$ 是

$$\mathbf{A}=[\mathbf{A}_1 : \mathbf{A}_2] \tag{5.24}$$

其中 $\mathbf{A}_1$ 是一个 $(n\times m_1)$ 阶矩阵，它的元素是由与矢量 $\boldsymbol{\theta}_1$ 的参数

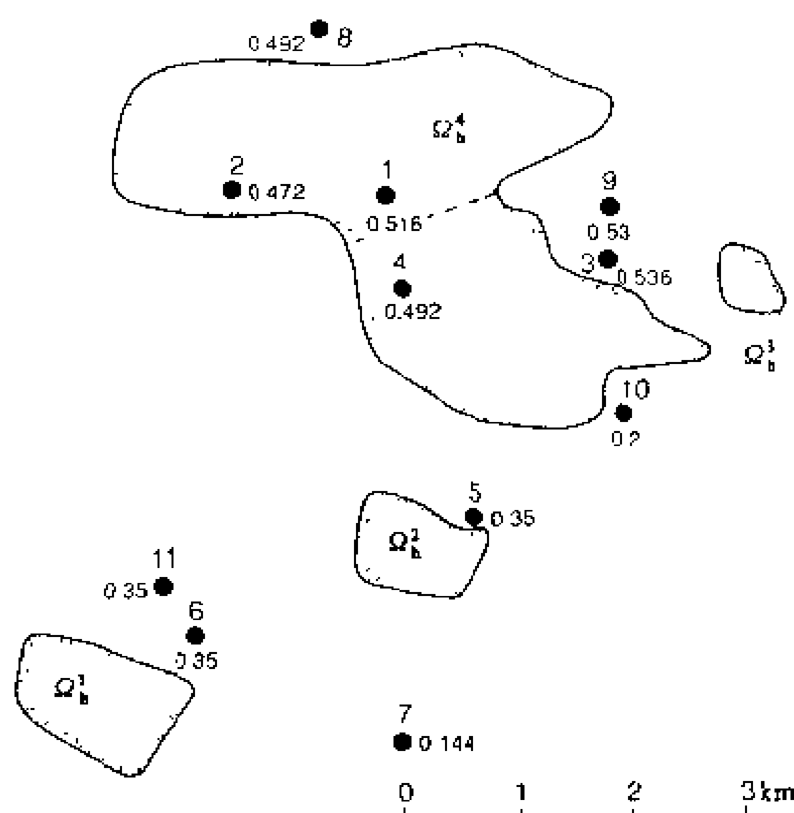


图 5.3 位于捷克斯洛伐克 Ostrava 煤盆的区域地震台网。图中标出高地震活动区 $\Omega_h^i(i=1,\cdots,4)$ 和 11 个地震台站的位置。这些位置距地表的深度以 km 表示 (Kijko, 1978, 图 8)

m_1 有关的到时的偏微分形成，$\mathbf{A}_2$ 是个$(n \times m_2)$阶矩阵，其元素是由矢量 $\boldsymbol{\theta}_2$ 的参数 m_2 的微分形成的。根据 Hill 和 Hunter(1974)的结果，矢量 $\boldsymbol{\theta}_1$ 的最佳 D 值估计，导致了观测点 $\mathbf{x}$ 的分布，且满足条件

$$L[\mathbf{C}_\theta(\mathbf{x})] = \det[\mathbf{A}_1^{\mathrm{T}}(\mathbf{x})\mathbf{A}_3(\mathbf{x})\mathbf{A}_1(\mathbf{x})] = \max \quad (5.25)$$
$$\mathbf{x} \in \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{x}}$$

其中

$$\mathbf{A}_3(\mathbf{x}) = \mathbf{I} - \mathbf{A}_2(\mathbf{x})[\mathbf{A}_2^{\mathrm{T}}(\mathbf{x})\mathbf{A}_2(\mathbf{x})]^{-1}\mathbf{A}_2^{\mathrm{T}}(\mathbf{x}) \quad (5.26)$$

其中 $\mathbf{I}$ 是 n 维的单位对角矩阵。这样，考虑到走时相对震源坐标 $\mathbf{h}$

是非线性的，则优化准则（5.4）采取的最终形式为

$$\int_{\Omega_h} p(\mathbf{h})\det[\mathbf{A}_1^T(\mathbf{x},\mathbf{h})\mathbf{A}_3(\mathbf{x},\mathbf{h})\mathbf{A}_1(\mathbf{x},\mathbf{h})]d\mathbf{h} = max \qquad (5.27)$$

$$\mathbf{x} \in \mathbf{\Omega}_x$$

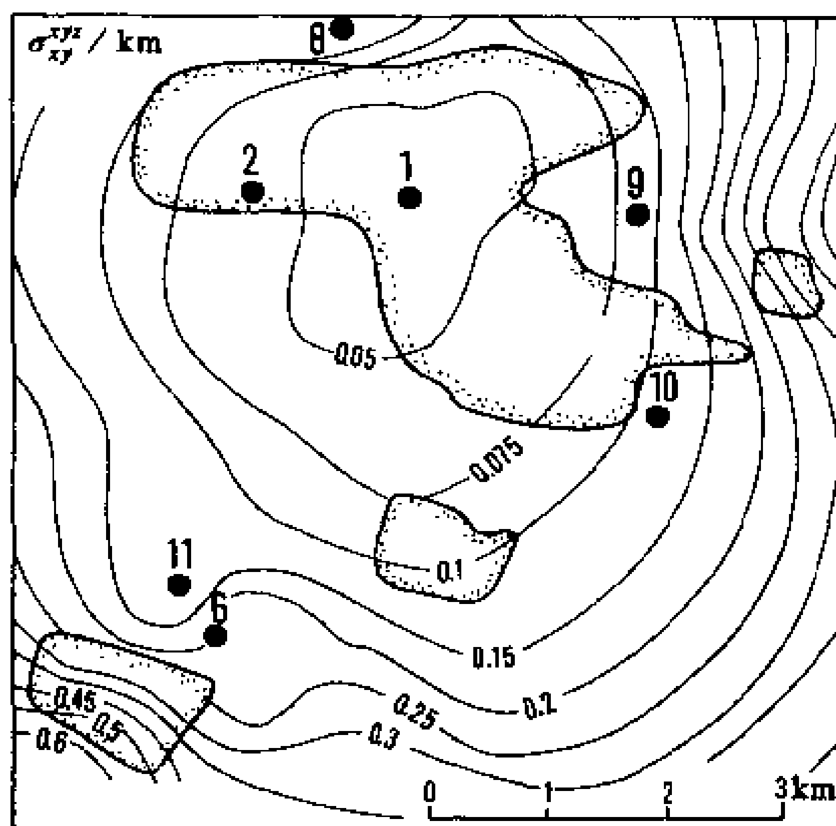


图 5.4　根据 xyz 优化准则，捷克斯洛伐克 Ostrava 煤盆区域地震台网所作的预期的震中定位的标准误差。图中标出高地震活动区和选出的拾震器位置（Kijko，1978，图 9）

假设在第一项近似中使用均匀的、各向同性的速度模型。这样，P 到时由(5.8) 式描述，而且速度模型 m 由一个参数速度 V_P 来描述。(5.25) 和(5.26) 式中的矩阵 $\mathbf{A}_1$，或者是由 xyz 准则中矩阵 $\mathbf{A}$ 的最后三列形成，或者由 xy 准则的中间两列形成。域 $\mathbf{\Omega}_x$ 全部由可

能的台站位置的总和$(x_{s1},\cdots,x_{s7})$，$s_i = 1,\cdots,11$ 形成，它的总数用符号$\binom{11}{7}$表达，等于 330。对每种准则可以考虑 330 种布局，选出满足条件(5.27) 的那一个布局。

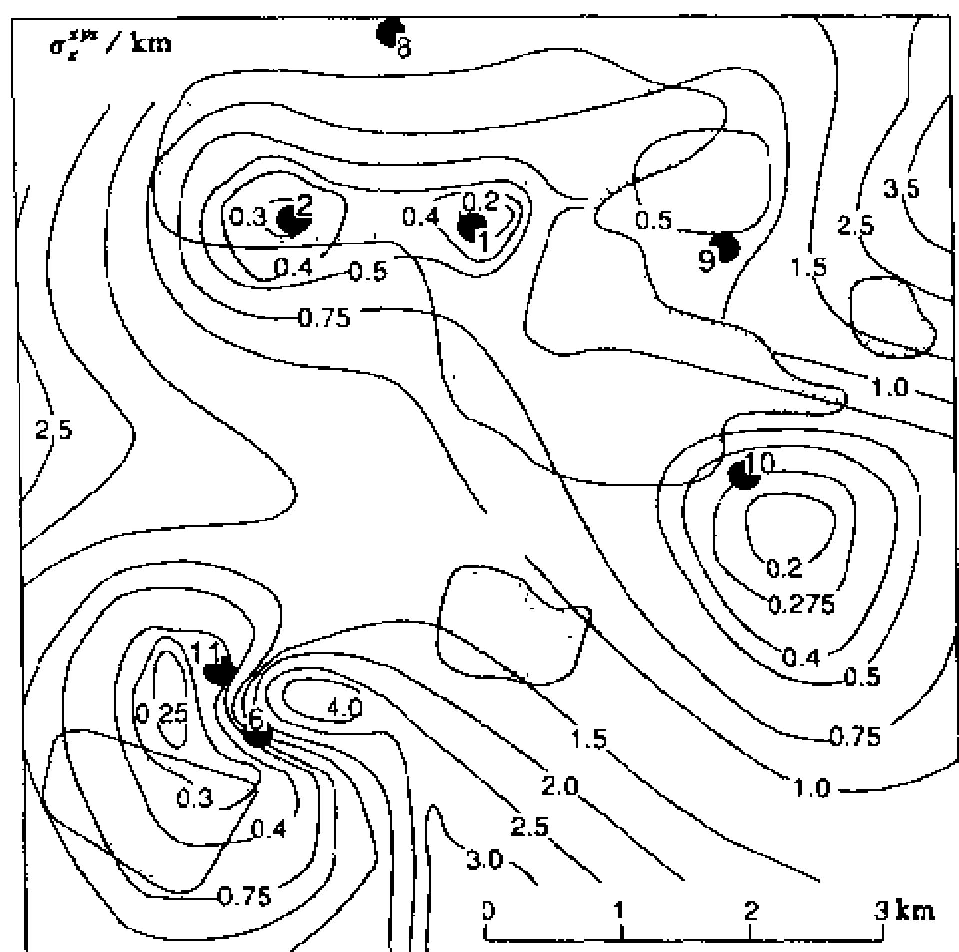


图 5.5 根据 xyz 优化准则，捷克斯洛伐克 Ostrava 煤盆内，由区域台网测定震源深度的预期的标准误差。图中标出高地震活动区和选出的拾震器位置 (Kijko, 1978, 图 11)

从 xyz 准则的含义上看，所得的最佳布局，其台站位置应在点 1,2,6,8,9,10 和 11。相似地，从 xy 准则的含义上看，最佳布局的台站位置应在点 1、3、6、8、9、10 和 11。布局的质量也可由测定震中

与震源深度精度的图作出估计。在图 5.4 和图 5.5，显示了适用于台网的震中和震源深度测定的预期的标准误差图，从准则 xyz 的含义上说这是优化的。相似的，也可以看出在准则 xy 含义上的台网优化图示。

第六章　矿山地震的层析成像

地震层析成像已经被用于绘制岩石的应力变化、断层以及密度变化。在所给定区域内周期性重复进行地震层析成像，可以监测矿区的应力条件快速变化。监测结果和破坏性爆破技术相结合可对岩体的应力状态进行有效的识别、定位和控制（McGaughey等，1987；Young等，1989b）。地震层析成像技术也被用于爆破前和爆破后，以评估破坏性爆破的效果（Blake，1984；Young和Hill，1985）。

一般地，由地震波传递矿区与岩体状态有关的信息，可以由两种地震震源得到：可控制源，已知震源位置，由人工激发震动；诱发地震事件，不知初始时刻与位置。第一种近似称为主动层析成像，而第二种称为被动层析成像。被动层析成像的一些变化——在第四章中以联合反演的形式介绍，在本章我们集中讨论主动层析成像的问题。

层析成像一词来源于希腊字tomos，意思为剖面或薄片。层析成像依据这样一种思想，即观测数组是由沿着直线或射线积分组成的一些物理量（Bording等，1987）。层析成像的目的是产生介质的影像，使模型的数据和测量的数据近似地一致（McMechan，1983）。矿山层析成像的目标是，根据所观测的地震波走时和衰减，重建岩体的速度模型。为了确定岩体的基本参数和物理状态，必须至少获得平面两侧的数据，如在孔洞之间、矿墙之间、两个开采水平之间或煤柱周围。

Bois等人（1972）发表了和地震层析成像有关的第一篇著作，他利用地震波走时探测孔间的主要结构，从那时起该技术已成功地在地球物理学界得到广泛应用。在煤矿，例如，Mason

(1981) 将走时层析成像用于穿过巷道的岩层，以重建煤层应力分布的两维影像。Hermann 等人（1982）曾报告了很明确的两点射线追踪技术在矿山一次成功地应用。Cosma（1983）也已在芬兰的 Otomnaki 煤矿使用了交叉孔的地震层析成像技术。在他的方法中，P 波和 S 波的射线轨迹被限制为在岩体内直线传播，并且按照斯内尔定律在岩体边界改变方向。Bodoky 等人（1985）使用交叉孔层析成像技术，在匈牙利检测煤层内的断层和岩脉。走时层析成像在匈牙利煤矿的另一应用，是由 Ivansson（1987）介绍的，用于监测应力集中区方面。

在以坍塌构造知名的美国 Restoff 盐矿，已形成了对重建 P 波速度分布的各种算法的综合试验（Peterson 等，1985）。Jackson（1985）在英国煤业使用该技术以评价煤层条件。用选择的欠定方程组，他对煤层厚度的变化做了修正评估。Gustavsson 等人（1986）使用交叉孔层析成像技术画出瑞典 Kiruna 研究矿区的矿体图。走时地震层析成像也已在波兰煤矿使用，用来探测地震波速异常和岩爆灾害区的位置（Dubinski 和 Dworak，1989）。为此目的，使用了由 Hermann 等人（1982）提出的弯曲射线追踪与反演技术。走时层析成像还用于绘制澳大利亚煤矿的煤层结构图（Rogers 等，1987）。在加拿大，Young 等人（1989b）使用小的浅层煤爆的 P 和 S 波到时来监测地下硬岩煤柱内的速度异常和岩体的完整性。New（1985）则介绍了在英国矿区利用地震波振幅的一些尝试（探幅层析成像）。在小断层的定位方面，Wong 等人（1985）已经在 Manitoba 的地下研究实验室利用振幅层析成像做过一些工作。

McGaugbey 等人（1987）准备了有关矿山地震层析成像所有方面的最全面的综述。但遗憾的是，该项工作作为出版研究报告的想法没有被 Ontario，Kingston，Queens 大学地质科学系接受。其他一些地震层析成像进展和有关问题的综述可在一些出版物中找到，例如，Ivansson（1987），Thurbar 和 Aki（1987），

Roberts (1989) 以及 Young (1989b) 等人的文章。

§6.1 数学原理

6.1.1 走时层析成像

走时层析成像的实质是基于这样的事实，即和所考虑的地震射线有关的走时（由震源到拾震器之间总的传播时间）是沿射线慢度的积分。走时是下述积分

$$T(\text{ray}) = \int_{\text{ray}} s(x, y, z) \mathrm{d}l \tag{6.1}$$

其中 $s(x, y, z)$ 是沿射线路径的慢度(地震波速的倒数)，并且 $\mathrm{d}l$ 是沿射线的微分距离。

地震层析成像问题中的基本困难是射线路径自身依赖一未知的慢度。因此方程（6.1）相对于 s 来讲是非线性的（Bording 等，1987；Nolet，1987）。传统的近似方法是方程（6.1）线性化，使用最初慢度模型 $s(x, y, z) \cong s_0(x, y, z) + \delta s(x, y, z)$ 代替(6.1) 式的 s，利用慢度的扰动 δs 近似求解（6.1）式。这时的方程（6.1）对于一级近似，这时变为

$$\delta T = \int_{\text{ray}} \delta s(x, y, z) \mathrm{d}l \tag{6.2}$$

其中 δT 和 $\delta s(x, y, z)$ 分别是走时和慢度的扰动。如果介质被划分成几块，方程（6.2）能写为

$$\delta T_i = \sum_{j=1}^{m} l_{ij} \delta s_j \tag{6.3}$$

其中 δT_i 是与第 i 条射线有关的时间延迟。δs_j 是第 j 块介质的扰动慢度，l_{ij} 是第 i 条射线在第 j 块介质中那部分的长度（图 6.1）。

在矩阵形式中，（6.3）式的离散表达式可以写成

$$\delta \mathbf{T} = \mathbf{L} \delta \mathbf{s} \tag{6.4}$$

其中 $\mathbf{L}$ 是元素为 $l_{ij}(i = 1, \cdots, n; j = 1, \cdots, m)$ 的$(n \times m)$ 阶矩

阵，n 是地震射线的数目，m 是模型分块的数目，$\delta\mathbf{s}$ 是分量为 δs_j（$j = 1,\cdots,m$）的 m 维列矢量，$\delta\mathbf{T}$ 是分量为 δT_i（$i = 1,\cdots,n$）的 n 维列矢量。

6.1.2 衰减层析成像

由方程（6.1）～（6.4）式介绍的形式也应用于振幅的层析成像，测定衰减因子 Q（见 Evans 和 Zucca，1988；Justice 和 Vassiliou，1990）。让 $Q(x,y,z)$ 和 $s(x,y,z)$ 分别表示 Q 和慢度函数。如果 f 是频率，$A(f)$ 是由给定的拾震器记录的振幅谱，并对震源谱、传播的几何扩散以及仪器响应做校正，我们有

$$A(f) = \exp\left[-f\int_{\mathrm{ray}} \frac{s(x,y,z)}{Q(x,y,z)}\mathrm{d}l\right] \tag{6.5}$$

取对数，我们可得到

$$-\frac{1}{f}\ln A(f) = \int_{\mathrm{ray}} \frac{s(x,y,z)}{Q(x,y,z)}\mathrm{d}l \tag{6.6}$$

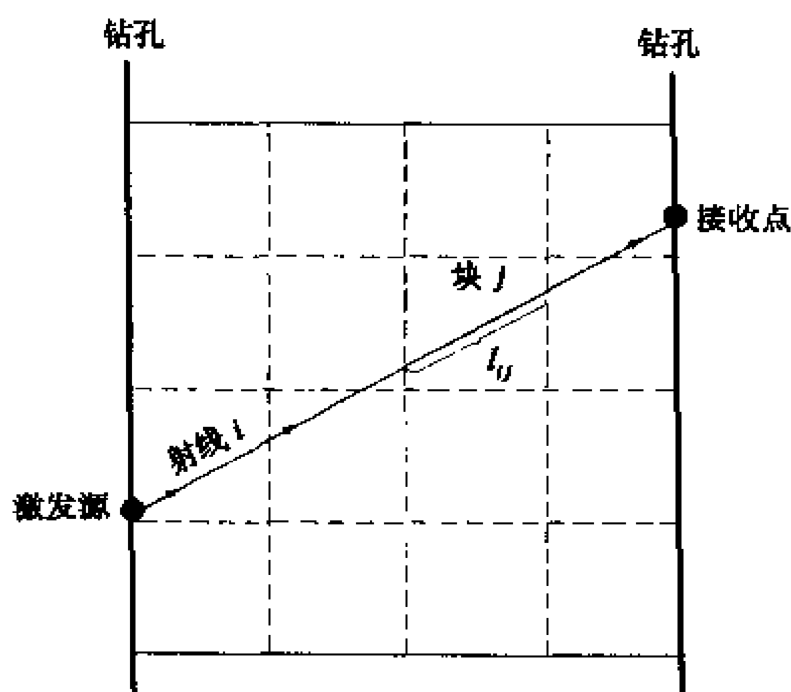


图 6.1 在震源和拾震器之间取线性射线路径，并且将其离散成方块体。第 i 条射在第 j 块介质中传播的距离为 l_{ij}

方程（6.6）与方程（6.1）有相同的形式，不过是以 $-[\ln A]/f$ 和 s/Q 分别代替 T 和 s，而且用于求解方程(6.2)－(6.4)的形式也可以用于这个方面。这样，如果速度结构已知的话，结合振幅数据，就可以测定岩体的 Q 值结构。

然而应指出，振幅层析成像在实际中的应用比走时层析成像要困难得多。问题的简单公式表述只能用在这样一种情况下，即振幅的耗散主要受岩石吸收的影响，而不是由干扰引起的。如果吸收异常和很强的速度异常无关的话，那么在吸收异常远大于地震波长的情况下上述观点是正确的。由岩体边界上例如断层处的散射、衍射或折射效果引起的振幅衰减，在我们线性积分（6.5）的简单公式内并没考虑进去（Neumann－Denzau 和 Behrens，1984；Ivansson，1987）。另外，计算震源谱、震源和拾震器的方向性以及传播的几何扩散，是很困难的，另一方面，因为振幅数据中含有关于岩体状态的更多的信息，可以对走时数据得到的信息加以补充，因此衰减层析成像是很值得下一番功夫的。

§6.2　地震射线弯曲效果

由上节所介绍的层析成像的数学原理，可以看到我们面对的问题是重建震源－拾震器间的传播路径的算法的鉴别，因为路径预先并不知道，依赖于岩体内的速度分布，所给出的射线路径不再是直线。

在应用地震层析成像的大部分矿山情况中（特别在发展的早期），射线路径由直线近似。显然，当速度结构不均匀时，会出现严重结果，从而必须使用很复杂的和计算量很大的两点射射线追踪技术。有关射线追踪技术的综述，可以在大量出版物中找到，如Červeny（1987），Nolet（1987），Thurber 和 Aki（1987），Vidale（1988，1990）以及 Virieux（1991）等人的工作。

尽管已有大量的应用，但迄今还没有对展析成像中射线弯曲

做详细分析。然而一些研究已表明，当岩体内地震波速度的变化偏离平均值不超过百分之十到十五、并且扰动的尺度远小于地震波长时（Dines 和 Lyttle，1979；Ramirez，1986；Ivansson，1987，Roberts 等 1989），直线的近似还是有效的。Kasina（1988）提出了矿区层析成像中直线与弯曲射线路径的比较和大量分析。分析内容包括直线射线路径的比较和展开分析。分析内容包括直线射线路径对所选介质模型的应用能力的评价，例如断层、低速异常和成层岩体结构。Dyer 和 Worthington（1988）根据合成图和野外数据，对速度层析成像中失真的不同来源进行了有意义的分析。他们得出结论，因为速度反差越大，射线的弯曲的可能性和非直线的射线范围就越大，所以离开模型，很难确定任何一个有关直线射线与弯曲射线进行反演效果的比较。他们也发现，爆点和拾震器的定位误差能导致速度层析成像的严重失真，这种失真比直线射线近似中的失真更为严重，尽管射线弯曲很明显。

一个稍大胆的、但很有效的处理射线弯曲的方法是，这就是过去常常使用的技术，诸如 Chander（1977），Julian 和 Gubins（1977）利用来自远震 P 到时作速度反演。该方法把射线弯曲考虑成每块介质内为直线路径的式（6.2）的近似积分，并且在介质界面处使用斯内尔定律。Aki 等人（1977）最早提出的一维方法由 Kocb（1985b）发展为三维，并做了深入讨论。这个方法被认为对三维速度结构成像是非常有用的方法，而且已经用在不同的地球物理问题上（Waltham，1988，Engell-Sørensen，1991a，1991b）。另一个可替换的方是，Bates 和 Mckinnon（1979）和 Ivansson（1985）描述的考虑射线弯曲效应，但仍然使用直线路径。该方法的根据是，对真实慢度模型的直线段进行评估，对记录时间来说，要增加与一般速度模型计算出的适当的时间差。

Devaney（1984）提出一个有关射线弯曲效应的完全的不同的组合方法。作为输入数据，他使用记录信号的傅里叶谱。这表

明这项技术在弱的不均匀岩石构造中具有重建速度分布模型的能力。

除了和射线路径模型有关的误差外，速度层析成像可能因其他一些因素而失真。其中之一是和地震波衍射的效应相联系，最近 Wieland（1987）发现，该效应似乎起着主要作用。Wieland 提出的问题是，我们是否能安全地忽略非均匀介质中地震波衍射的效应，既然，由观测点上看，直达波和衍射波之间没有什么不同，衍射波在直达波之前到达，这将被视为早到的波，而在直达波之后到的衍射波则一般被忽略。为了研究这个问题，Wieland（1987）考虑一个简单的几何例子：在均匀的空间内含一个球形，由此他导出一个分析解。最初，他假设异常包体直径为 100 km，速度异常变化在 ±10% 之间，而且均匀空间速度是 8 km/s。他分析了两种情况。第一种情况的入射信号，主频 1.5 Hz，截止频率 3 Hz；而第二种情况，主频 5 Hz，截止频率 10 Hz。重要的事实是，对所有线性尺度和所有的速度，或小 m 倍或大 m 倍，都得到同样的结果，其中 m 是任意正数。如果我们保持速度不变，我们可取线性尺度和路径长度或小 m 倍或大 m 倍，我们还可选择特征频率或大或小 m 倍，都可以同样的使用。容易看出，Wieland 的所有定性结论，都能用于矿山层析成像的距离和频率，例如，在孔际交叉传播的工作中。

Wieland 的最有意义的结果是，正和负的速度异常具有强烈不对称效应。射线近似性在正速度异常时使用很好，但是在负速度异常存在时，从观测走时看来异常附近的最快路径走时，甚至是较短距离上的走时，使用不太好。因为我们不能区别直达波和衍射波，并且层析成像模型用第一个震相，负异常看来不大可能在走时数据中显现出来。如果这种异常存在，他们大概会使层析成像反演估计不足。对正速度异常进行类似的分析，可以看出，快速的包体看来在几何尺度上要比实际的要大，这些令人不安的现象，称作 Wieland 效应（Nolet，1987），迄今还未被承认，但

它似乎已影响到许多已公布的层析成像结果。

§6.3 反演技术

一旦对穿过岩石的地震射线进行追踪，则可解出一组可能很大的方程组［方程（6.4)］的未知慢度或衰减扰动因子 δs。未知的数目能达到 10^3 大小，而且方程组的条件可以很差。另外，必须解决存储问题以及在合理的计算时间内大型矩阵的运算问题。进而，因为所给的穿过岩石地震射线仅仅是一小部分，所以 $\mathbf{L}$ 矩阵大多数元素等于零。这样矩阵 $\mathbf{L}$ 是稀疏的，对于大部分问题来说，99%以上的元素等于零。方程（6.4）式的经典最小二乘法解和正态方程组 $L^T\mathbf{L} = \mathbf{L}^T\delta\mathbf{s}$ 的解是等价的，后者需要反演($m \times m$)矩阵 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$。因为未知数 m 很大，则 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 的组建、存储和直接反演是不可能的。另外，根据 $\mathbf{L}$ 矩阵的变换所得的直接解法，例如奇异值分解(SVD) 方法，由于它们需要太多的计算机时以及导致大的、密集的中间矩阵，因而缺乏吸引力。虽然初始矩阵 $\mathbf{L}$ 是稀疏的，它在计算过程中是填满了的，因而，在大多数实际情况下，方程(6.4)的解不能直接使用 $\mathbf{L}$ 或 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 矩阵获得。

问题的解能够利用这样一种方法得到，该方法仅取矩阵 $\mathbf{L}$ 的一列，同时 $\mathbf{L}$ 要保留在第二储存空间内。这种“一列动作”的两个不同级的算法，至今已用于地震层折成像，即静态的迭代反向投影方法和共轭梯度方法，静态迭代反向投影方法是最通用的方法。它们形成了一个重建算法的大家族，也以代数重建技术（ART）著称。Gordon 等人（1970）第一次在公开文献上介绍了用于影像重建 ART 技术。Hounsfield（1972）对几乎同名的算法以专利形式加以描述，其原始卷宗记于 1968 年。然而，ART 算法的最简单的变种，很早就出了名（Karczmarz，1937），并且用于求解相容的线性方程组。Herman（1980）对方法的各不同方面，包括其历史记录，都作了广泛讨论。

由 Gordon 等人（1970）介绍的最初的 ART 技术，所依据的是对所有单一射线通过块体的校正，并且在考虑上一次变化后，每一条射线反复使用该过程，ART 算法的最简形式含有以下几个步骤：

（1）设最初的近似值为 $\delta s_j^*(j = 1,\cdots,m)$，它对应每条地震射线 $i(i = 1,\cdots,n)$。

（2）计算所有第 i 条射线的各段长度 l_{ij}（如果它们不同于一上次迭代）和残差 $r_i^* = \delta T_i - \sum l_{ij} \cdot \delta s_j^*$，其中求和是对第 i 条射线穿过的所有块体。

（3）遵循下式调整 δs_j

$$\delta s_j = \delta s_j^* + l_{ij} r_i^* / \sum_k l_{ik}^2 \tag{6.7}$$

现在计算下一条射线的这些值，直到所有的射线。

（4）重复第二步和第三步，直到满足一些准则而终止。在这一点上，我们令 $\hat{\mathbf{s}} = \mathbf{s}_0 = \delta^* \mathbf{s}$ 作为对应于慢度或衰减模型 $\mathbf{s}$ 的解。

应该指出，迭代方案求解是沿着单一的射线做修正。这引起最终的解依赖于所考虑的射线的次序。另外，仅当 $\mathbf{L}\delta s = \delta\mathbf{T}$ 有精确的解时（Van der Sluist 和 Van der Vorst，1987），该方法才收敛。事实上，扰动向量的 δs 振荡，是模型近似和数据存在误差的结果。该方法的收敛性，可以通过先对所有射线进行修正得到改进，以保持残差稳定，并在对近似值 δs 进行修正之前对这些修正加以平均。用这种方法，公式（6.7）应替换为

$$\delta s_j = \delta s_j^* + \frac{1}{n_j}\left(\sum_i l_{ij} \cdot r_i^* / \sum_k l_{ik}^2\right) \tag{6.8}$$

其中 n_j 表示穿过块体 j 的射线的数目。只有所有的方程（射线）处理后才能对解进行修正的方法称作联合迭代重建技术(SIRTs)。应注意，SIRT 解与作用射线的次序无关。Van der Sluist 和 Van der Vorst（1987）对由层析成像问题而引起的用于求解大型稀疏矩阵方程组的数值方法，进行了比较详细的对比和

广泛的讨论。Trampert 和 Leveque（1990）讨论了 SIRT 方法的物理解释，及其与一般最小二乘法反演的相似性。

各种不同的反向投影技术，已经成功地应用于大量地震走时数据反演速度结构（Humphreys 等 1984；Nadanishi，1985；Humphreys 和 Clayton，1988）。该技术最令人印象深刻的应用之一是由 Clayton 和 Comer（1984）以及 Comer 和 Clayton（1984）提出的。在他们对全球横向不均匀性的研究中，全球分割成 50000 块，并且使用的观测数据超过 100 万个。既然 50000 × 50000 元素巨型矩阵的直接反演目前是不可能作到的，则需要行排列的主动技术。ART 技术还应用于地球物理和矿山的控测（McMechan，1983，Neumann－Denzau 和 Behrens，1984；Scales，1987；Dubinski 和 Dworad，1989；Roberts 等，1989）。

进一步用于解巨型矩阵方程组的程序，建立在经典的共轭梯度算法基础上（Hestenes 和 Stiefel，1952）。由地震层析成像产生的共轭梯度方法的计算方案，使用最小二乘技术可由下式描述（Scales，1987）：

（1）设扰动矢量的尝试值为 $\delta \mathbf{s}^*$。

（2）计算 $\mathbf{r}=\delta \mathbf{T}-\mathbf{L}\delta \mathbf{s}^*, \mathbf{u}^*=\mathbf{p}=\mathbf{L}^T\mathbf{r}^*, \mathbf{q}^*=\mathbf{L}\mathbf{p}^*$ 以及 $\alpha^*=(\mathbf{u}^*,\mathbf{u}^*)/(\mathbf{q}^*,\mathbf{q}^*)$，其中 $(\mathbf{x},\mathbf{x})$ 表示内积，等于 $\mathbf{x}^T\mathbf{x}$。

（3）$\delta \mathbf{s}$ 调整矢量 $\delta \mathbf{s}=\delta \mathbf{s}^*+\alpha \mathbf{p}^*$，调节值 $\delta \mathbf{s}$ 现变为扰动矢量 $\delta \mathbf{s}$ 的新的尝试值。

（4）矢量 $\mathbf{r},\mathbf{u},\mathbf{p},\mathbf{q}$ 和标量 α 调整为 $\mathbf{r}=\mathbf{r}^*-\alpha \mathbf{q}^*, \mathbf{u}=\mathbf{L}^T\mathbf{r}, \mathbf{p}=\mathbf{u}+(\mathbf{u},\mathbf{u})/(\mathbf{u}^*,\mathbf{u}^*), \mathbf{q}=\mathbf{L}\mathbf{p}$ 和 $\alpha=(\mathbf{u},\mathbf{u})/(\mathbf{q},\mathbf{q})$。

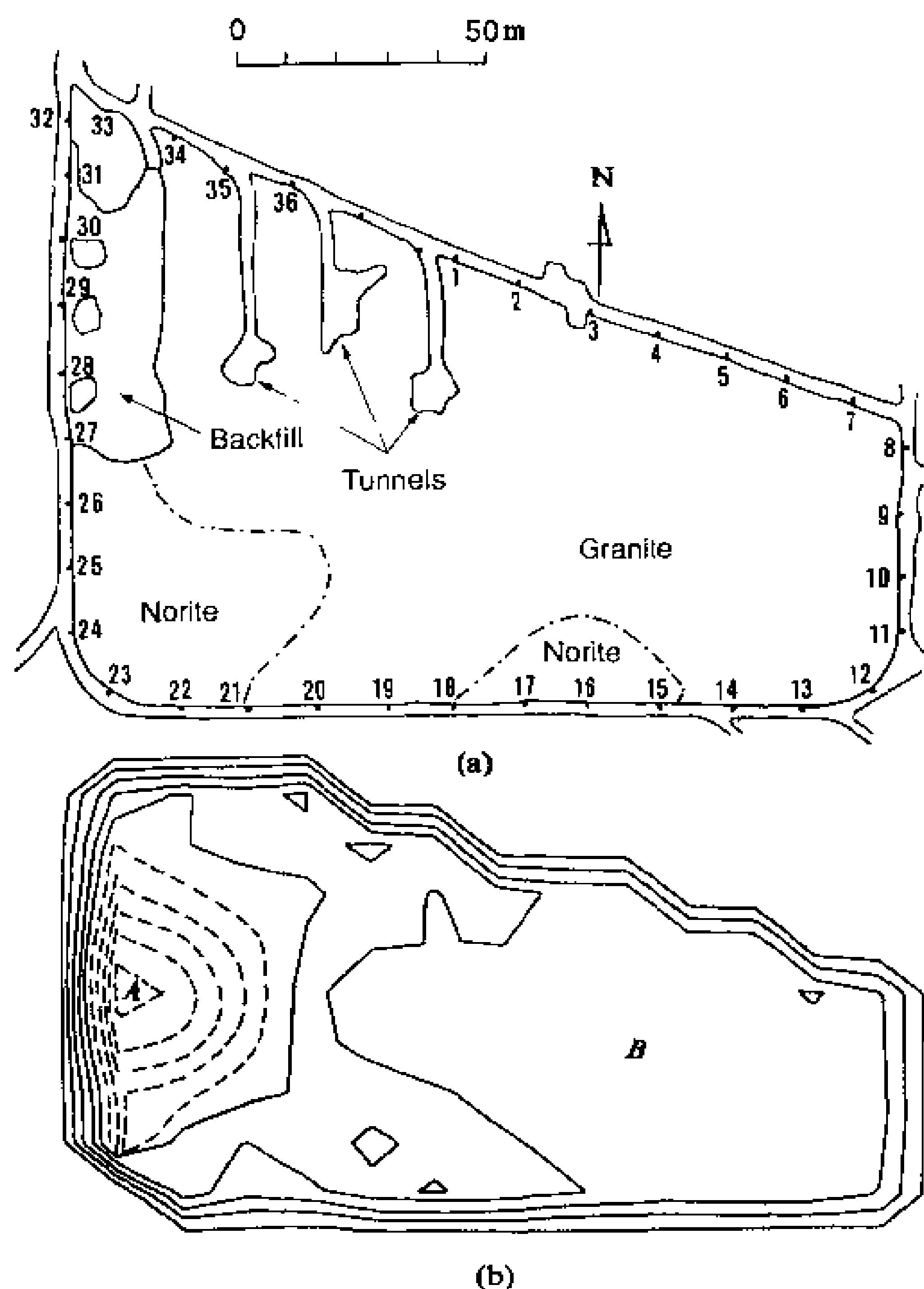
（5）重复步骤 3 和 4，直到满足终止准测。在这点上，我们令 $\hat{\mathbf{s}}=\mathbf{s}_0=\delta^*\mathbf{s}$ 作为 $\mathbf{s}$ 的解。

共轭梯度方法是非常有效的，因为它能使用正态方程 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}\delta \mathbf{s}=\mathbf{L}^T\delta \mathbf{T}$，而不必直接形成 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$。这一点很重要。因为如第四章介绍，方程（6.4）的隐解比正态方程的显解更为稳定。如果方程（6.4）中的矩阵 $\mathbf{L}$ 是病态的（经常出现在层析成像问题

中），则在正态方程组中的矩阵 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 将更加严重，因为 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 条件数是 $\mathbf{L}$ 的条件数的平方。共轭梯度方法的另一个优点是，它是由几个简单矢量运算组成，并且通过递归的计算得到校正矢量 $\mathbf{p}$，也不需要存储。

Nolet（1985）将共轭梯度方法引入到地震层析成像中来。在数值实验时，他比较了不同反演技术的结果，使用由 Page 和 Saunders（1982）提出的共轭梯度方法的版本，该方法以 LSQR 命名。LSQR 方法和第四章中讨论过的、根据奇异值分解（SVD）方法得到的反演技术相似。然而，对于大型矩阵 $\mathbf{L}$，无论如何，不能在正常的时间内给出 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 的本征矢量。Page 和 Saunders（1982），使用简单的方法，以三角矩阵代替对角矩阵 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$，即把变换矩阵的列矢量转换为正定的。Nolet（1987）给出了 LSQR 算法的简单版本。Van der Sluis 和 Van der Vorst（1987）提出，由 LSQR 获得的第一次迭代解不包含属于 $\mathbf{L}^T\mathbf{L}$ 本征值很小的元素。最后，最小本征值在迭代过程中对解的贡献越来越大。

一些研究成果已经表明，LSQR 方法在解决地震层析成像求解方程组时是非常有用的技术。该方法相当的快捷和准确。Spakman（1985，1986）已将 LSQR 用于大尺度的上地幔层析成像。Nolet（1985）、Spakman 和 Nolet（1988），使用了大量模型参数和大量的数据，就 STRT 和 LSQR 算法如何能够更好地解决层析成像问题进行了广泛的研究。Lees 和 Crosson（1989）将 LSQR 方法用于圣海伦斯火山附近很小的介质块内（水平和垂直 2 km）三维速度结构的反演。Hestenes 和 Stiefel（1952）的经典梯度算法已经成功地用于勘探地球物理（Koehler 和 Taner，1985；Gerszterkorn 等，1986）。Scales（1987）进行了模拟矿山条件下 LSQR 地震波速反演的有趣的数值试验。他也评述了一些不同的反演技术，并得出结论，共轭梯度方法得到的算法是快速又准确的，并且容易适用于层析成像问题的稀疏性。



(a)

(b)

图 6.2 加拿大 Srdbury 矿山硬岩煤柱内的地震波速度重建。(a) 煤柱平面图，给出 36 个震源、拾震器和回填区的位置。(b) 层析成像的结果，给出煤柱回填区内的低速异常和远离回填区的相对均匀的高速区。估计 A 点 P 波速度是 2500 m/s，位于煤柱中心的 B 点是 6500 m/s (Yong 等，1987，图 3。该文载于 Herget，G.&S.Vongpaisal 主编的国际岩石力学-计算机-绘图第六次大会的论文集)

为证明用于矿山条件下地震层析成像的有效性，Young 等(1987) 发表了加拿大 Sudbury 矿山硬岩煤柱内速度重建的结果。研究工作限在地震面以下 760 m 处的 100 m×200 m 煤柱内。一个由 36 个单分向加速度计组成的台阵，布设在煤柱墙体的位置处，并且拾震器围绕着煤柱布设（图 6.2a)。在由放传感器定位的地方连续引爆，并且由 36 个点进行记录。所拾取的直达 P 波到时记录超过 1200 余条，并且作为 ART - based 重建算法中的输入数据。结果指出，在煤柱的回填部分存在低速带，近似为 2500 m/s（图 6.2b)。大部分的煤柱中心区具有高速带的特征，假设是完全均匀的完整岩体，其速度近似为 6500 m/s。煤柱的边缘受到些破坏，P 波速度大约是 5500 m/s。

在 Ivansson（1987）的工作中，可以找到其他一些矿山地震层析成像的应用实例。在 Gustavsson 等（1986)、Ivansson (1986)、Menke（1989)、Phillips 和 Fehler（1991）以及其他一些作者对这些方法的潜力与限制、射线覆盖、成像重建结构的分辨以及爆炸的识别等内容，作了详细讨论。

第七章　应力引起的各向异性及地震波的传播

第三章中叙述了理想的弹性和均匀介质中地震波的传播。一种理想的弹性材料，如果在不同方向上与各向同性材料的有规律的弹性行为不同的话，那就是各向异性；介质的弹性在不同的方向上有不同的数值。岩石中的各向异性是多种因素综合的结果，如材料性质的变化、晶体和裂隙的分布以及各种应力的影响等。这些因素对地震波在地壳中的传播有两种重要的影响：P 波与 S 波二者的速度随着传播的方向发生变化；S 波以固定的速度分裂为两个或更多个震相，并在通过各向异性区域时发生极化(Crampin，1876)。第一种影响很小，很难识别；第二种影响，在得到适当的三分向 S 波记录时就很容易识别，并可以用数值的形式进行分析。

地震各向异性是一个新的领域，近年来正迅速得到进展。对土耳其的一些小地震剪切波分裂的观察结果，使得 Crampin 等 (1984b) 认为，地震带周围存在的应力引起排列整齐、并充填有液体的微裂隙，他们称之为拉张－扩容各向异性 (extensive - dilatancy anisotropy)，简称为 EDA。进一步深入研究的结果使现在许多地震学家都认识到了这种特性。尽管不是全部，但大部分地壳的岩石中与 S 波分裂有关的各向异性是由于充填流体的全体包体优势排列所引起的，这种包体的定向排列乃是现代应力作用于岩体上所致。

迄今为止，对大部分地壳地震的研究只局限于 P 波，而流体充填的 EPA 裂隙对 S 波速度的影响也很小，但是，它会导致 S波的分裂。这种分裂很可能是地壳各向异性的最可靠的标志

(Crampin, 1987a)。由于裂隙和应力的分布对于采矿具有十分重要的意义，如果能在高采样率的数字化仪器上记录三分向剪切波的运动，那么对剪切波的监测就可能成为矿山地震研究的一个重要部分。

§7.1 应力-应变关系

最常见的应力-应变关系可以用公式（3.5）来描述。根据理想的弹性均匀但各向异性的介质中应变能的一般特征看，当具有公式（3.5）中弹性常数范围时，$A_{ijkl} = A_{klij}$ 关系成立。据此，系数数目不大于21时，这些系数可能是独立的。21个弹性常数可用来描述一般各向异性材料的弹性特征。对称性进一步提供了其他特定类型材料的弹性常数之间的关系。

对岩石材料而言，斜方对称是最重要的。在这种对称型中，有三个互相垂直的对称面，有9个独立的弹性常数。通常在各向异性分析中，以下面的形式来描述应力-应变关系（3.5）是方便的

$$p_i = c_{ij}e_j, \qquad (i,j = 1,\cdots,6) \tag{7.1}$$

而就斜方对称的应力-应变关系来说，把 x_1, x_2 和 x_3 轴的方向看成是对称轴，则

$$\begin{aligned} p_1 &= c_{11}e_1 + c_{12}e_2 + c_{13}e_3, \\ p_2 &= c_{12}e_1 + c_{22}e_2 + c_{23}e_3, \\ p_3 &= c_{13}e_1 + c_{23}e_2 + c_{33}e_3, \\ p_4 &= c_{44}e_4, \\ p_5 &= c_{55}e_5, \\ p_6 &= c_{66}e_6 \end{aligned} \tag{7.2}$$

上式中共有9个独立的常数 c_{ij}。

在 x_1 方向上，单轴应力的杨氏模量为

$$\frac{p_1}{e_1} = \frac{D}{(c_{22}c_{33} - c_{23}^2)} \tag{7.3}$$

式中

$$D = \begin{vmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} \end{vmatrix} \tag{7.4}$$

x_2 和 x_3 方向上有不同的泊松比，因为

$$\frac{e_2}{e_1} = \frac{c_{23}c_{13} - c_{12}c_{33}}{c_{22}c_{33} - c_{23}^2} \text{ 和 } \frac{e_3}{e_1} = \frac{c_{12}c_{23} - c_{22}c_{13}}{c_{22}c_{33} - c_{23}^2} \tag{7.5}$$

每个方向的应力都有自己的杨氏模量以及自己的泊松比的变化。

如果在某一点上存在三个对称的正交面的话，它的应变能量函数［见关系式（3.14）］可以写成如下形式

$$W = \frac{1}{2}(Ae_{11}^2 + Be_{23}^2 + Ce_{33}^2 + 2Fe_{22}e_{33} + 2Ge_{33}e_{11} + 2He_{11}e_{22} + Le_{23}^2 + Me_{31}^2 + Ne_{12}^2) \tag{7.6}$$

式中包括 9 个独立的系数。

当只有单一的对称轴，并且材料的性质在与对称轴成直角的所有方向上都是相同时，该式还可以进一步简化，埋深很大的岩石由于重载而受到压缩，这可能会影响它们在垂直和水平方向上的弹性。对于与垂直方向成直角的变形来说，它们的弹性常数可能相等，但是与垂直方向平行的变形，其弹性常数可能互不相同。具有垂直于层面的直立轴的沉积岩，就是这种情况。相对于固定轴来说，应力-应变关系对称的材料，叫做横向同性。我们认为，“横向同性”术语只能用于对称轴垂直于自由面的六方对称系，而各向异性或者称为方位各向异性，用于其他对称系以及六方对称系的其他方向（Crampin 等，1984a）。对于垂直的对称轴来说，应力-应变关系是

$$p_1 = c_{11}e_1 + (c_{11} - 2c_{66})e_2 + c_{13}e_3$$

$$
\begin{aligned}
p_2 &= (c_{11} - 2c_{66})e_1 + c_{11}e_2 + c_{13}e_3 \\
p_3 &= c_{13}e_1 + c_{23}e_2 + c_{33}e_3 \qquad (7.7) \\
p_4 &= c_{44}e_{23} \\
p_5 &= c_{55}e_{31} \\
p_5 &= c_{66}e_{12}
\end{aligned}
$$

式中包括 5 个独立弹性的常数 $A = c_{11}$、$F = c_{12}$，$L = c_{44}$ 和其他两个 C 和 N。这样，弹性常数的数目从各向同性介质的 2 个，增加到横向同性材料的 5 个。

§7.2 运动方程

在各向同性和横向同性介质中地震波的特征有许多相似之处。在这两种情况下，在垂直平面上波的运动（P，SV 和瑞利波运动）和在层面结构中的是从水平横向运动（SH 和勒夫波运动）是分开的；当这种垂直平面与传播方向一致时，就称之为矢平面（sagittal plane）。在那样的结构中地震波的传播可以用简单的分析表达式来描述。在具有弹性的方位性变化的一般各向异性介质中，地震波的行为要复杂得多。这是因为矢平面和水平横向运动没有解耦的缘故，它们的特性必须通过数值分析来计算。

在一般各向异性、均匀的理想弹性介质中，没有体积力时的运动方程是

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = A_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} \qquad (7.8)$$

对 21 个独立弹性常数的四阶张量 A_{ijkl} 的分析是相当复杂的，并且需要用矩阵符号。方程(7.8) 中，直角坐标系总是可以旋转到使波的传播沿 x_1 轴，此时 x_3 轴是垂直的。

在 x_1 方向上，平面波传播的方程可以用相速度 c 来代替

$$u_i = a_i \exp[i\omega(t - x_1/c)] \qquad (7.9)$$

式中，a_i 是确定质点运动极化的振幅矢量，运动方程(7.8)提供了三个线性方程

$$\begin{aligned}\rho c^2 a_1 &= A_{1111}a_1 + A_{1121}a_2 + A_{1131}a_3 \\ \rho c^2 a_2 &= A_{2111}a_1 + A_{2121}a_2 + A_{2131}a_3 \\ \rho c^2 a_3 &= A_{3111}a_1 + A_{3121}a_2 + A_{3131}a_3\end{aligned} \tag{7.10}$$

式中，公共的倍增因子 $(-i\omega)^2\exp[i\omega(t-x_1/c)]$ 已被略去。这些方程可以用不同的方法来解。对于数值解来说，最优选的方法是把它作为线性本征值问题来写方程（Crampin，1984a）

$$(\mathbf{M}-\rho c^2\mathbf{I})\mathbf{a}=0 \tag{7.11}$$

式中，M是含有 A_{i1k1} 单元的3×3矩阵；I是3×3恒式矩阵；带有 a_i 单元的 $\boldsymbol{a}$ 是位移的振幅矢量。矩阵M是实型，对称并且是正定的。所以，对于含有正交本征矢量的 ρc^2 来说，本征问题(7.11)有三个实根。

方程(7.11)的三个实根，可以根据在波的传播的每个正交极化方向上的三个体波来识别，这些体波具有随着方向改变而变化的不同速度。这些波相当于准P波，可以用qP来标记，具有接近纵向的质点极化；两个准S波，可以用 qS_1 和 qS_2 来标记，具有接近横向的质点运动。所以，一般说，这些波不是单纯的膨胀的和旋转的波，它们的质点运动在各向同性的水平层状固体中，并有平行于P，SV和SH波的位移方向。

在各向异性介质中，由于波速依赖于方向，故波数 $\boldsymbol{\kappa}$ 是一个矢量，而不是均匀介质中的标量。体波、面波和波的群速度全都受其影响。在各向同性介质中群速度 $C=\partial\omega/\partial\kappa$，现在变成了矢量

$$C=(\partial\omega/\partial\kappa_1,\partial\omega/\partial\kappa_2,\partial\omega/\partial\kappa_3) \tag{7.12}$$

而且，除了少数特殊的例子外，波能并不平行于波速方向迁移。结果，在各向同性介质中，平面体波的反射和折射十分困难。由于行进在同一方向上的三个平面波，一般不是径向的波和横向的波，所以在不同介质的界面上可能出现qP与qS波之间的异常转

换类型的波。

§7.3 各向异性对称系统

一般的三斜材料是用全部21个独立的弹性常数来进行描述的，它没有对称面。其他极端的例子是具有两个弹性常数的各向同性材料，这类材料中所有的平面都是对称面。所有其他的各向异性对称系可以根据对称面的相对排列，容易地划分为8个不同的对称系，对此，Crampin（1984a）曾作过详细的叙述。所有比较常见的对称系具有一个或多个对称面，它们的空间方位表示在图7.1中，该图也是据Crampin（1984a）复制的。

各向异性对称面相对于自由面和波传播方向的方位是地震波传播的主要因素。对称面对体波有两个重大的影响。当解释P波和SV波运动与SH波运动时，就有两种情况：（1）当传播方向处在一个垂直的对称面内和（2）当传播方向在一个对称面内时，P波和一个S波的极化是平行的，同时另一个S波的极化与对称面成直角（Crampin，1984a)。

在弱的各向异性固体中，弹性常数 $c_{ij}[i,j=1,\cdots,6$；参见关系式(7.1)$]$ 与在对称面内传播的体波速度之间存在特别简单的关系。当 x_1,x_2 和 x_3 坐标系中，x_1,x_2 和 x_3 不是必要的主轴时，在 $x_3=0$ 的面内三个体波的波速是

$$\rho V_{\mathrm{P}}^2 = A_1 + A_2\cos2\theta + A_3\sin2\theta + A_4\cos4\theta + A_5\sin4\theta,$$

$$\rho V_{\mathrm{SP}}^2 = B_1 + B_2\cos4\theta + B_3\sin4\theta,$$

$$\rho V_{\mathrm{SR}}^2 = C_1 + C_2\cos2\theta + B_3\sin2\theta \qquad (7.13)$$

式中，V_{P}、V_{SP} 和 V_{SR} 是qP波和分别与对称面平行和垂直正交的两个准剪切波qSP和qSR的速度。θ 是从 x_1 方向上测得的方位角，此时

$$A_1 = \frac{1}{8}[3(c_{11}+c_{22}) + 2(c_{12}+2c_{66})],$$

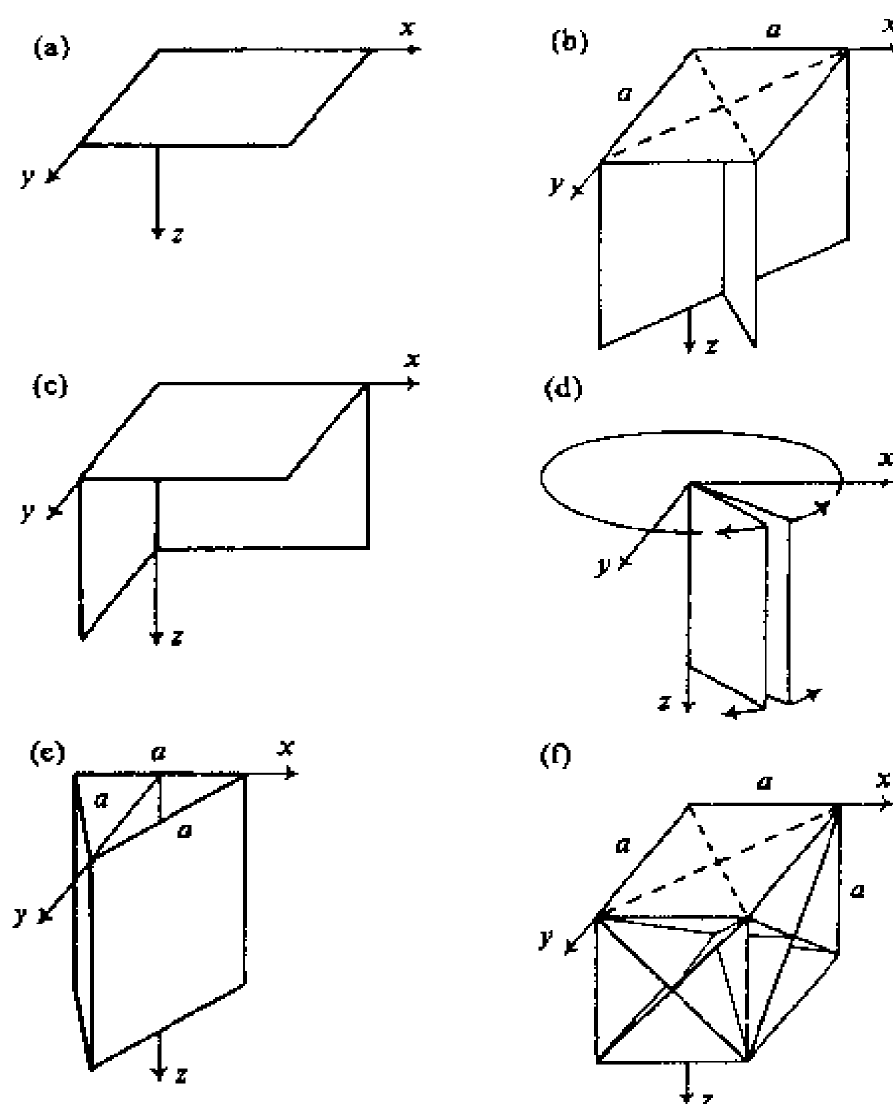


图 7.1　比较常见的各向异性对称系的对称面方位
(a) 单斜；(b) 正方；(c) 斜方；(d) 六分；(e) 三方；(f) 立方晶系 (Crampin, 1984a, 图 2, 皇家天文学会版权)

$$A_2 = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{22}), A_3 = (c_{61} + c_{62}),$$

$$A_4 = \frac{1}{8}[c_{11} + c_{22} - 2(c_{12} + 2c_{66})],$$

$$A_5 = \frac{1}{2}(c_{61} - c_{62}), \tag{7.14}$$

$$B_1 = \frac{1}{8}[c_{11} + c_{22} - 2(c_{12} - c_{66})],$$

$$B_2 = -A_4,\ B_3 = -A_5,$$

$$C_1 = \frac{1}{2}(c_{53} + c_{44}), C_2 = \frac{1}{2}(c_{55} - c_{44}), C_3 = c_{45}$$

Backus (1965) 推导了 (7.13) 关系式中的 P 波方程，Crampin (1977) 推导了剪切波方程。这些方程在各向异性和各向同性弹性常数之间的差异在一级近似下是正确的。当方位角 θ 从矢平面对称的方向来量度时（矢平面是一个镜面对称面），这些方程变得特别简单。方程 (7.13) 中正弦项的系数为零，故可得到带余弦项的简化方程（Crampin，1971）

$$\begin{aligned} \rho V_{\mathrm{P}}^2 &= A_1 + A_2\cos2\theta + A_4\cos4\theta, \\ \rho V_{\mathrm{SP}}^2 &= B_1 + B_2\cos4\theta, \\ \rho V_{\mathrm{SR}}^2 &= C_1 + C_2\cos2\theta \end{aligned} \tag{7.15}$$

式中系数由关系式 (7.14) 给出。

§7.4 破裂固体中波的传播

定向的包体，如存在裂隙、孔穴或杂质等，很少能是引起地球内明显各向异性的最常见的原因（Crampin，1981）。在含有均匀的微微集中的定向裂隙的各向异性介质中，波的传播可以通过在纯弹性各向异性固体中波的传播来模拟。这种固体与破裂的固体一样，其波速随方向的变化而变化（Crampin，1978）。我们总是可以做到，介质中包体密集度低，密集的尺度与地震波波长相比相对较小，就避免了裂隙之间的互相作用。要建立这样一个过程，其关键步骤是，采用描述各向异性介质中波的传播所用破裂材料的有效弹性常数。

为了计算含有定向排列的环形裂隙和椭圆包体的材料的有效弹性系数，现在已提出了几个理论。Crampin (1978) 通过模拟在破裂固体中波速变化，获得了有效弹性常数。这些波速是 Garbin 和 Knopoff (1973、1975a、1975b) 用他们的一级近似理

论推导出来的。计算破裂介质的弹性常数更通常的方法是，包括分散的包体之间的一级（裂隙间没有相互作用）和二级（裂隙间互相作用）相互反应在内，是 Hudson（1981）提出来的。他的理论，通过 Crampin（1984b）的发展和使用，提出了一种用来解释实测各向异性的最普遍的模型。这些理论是根据裂隙导致长波散射建立起来的，并假设裂隙的密度较低，裂隙形态的长宽比也比较小。具有旋转对称和半轴 a 的椭圆包体的长宽比 d 与 a , c 的关系是 $d = c/a$。假定 $c \ll a$ 相当于环状裂隙的模型，有时称之为"扁平面裂隙模型"（Douma，1988），另一个有限制条件的例子，相当于球状包体，长宽比 $d = 1$。

在地球中，包体的长宽比不一定是小的（Crampin 等，1986），它可能是影响应力变化十分重要的裂隙参数（Peacock 等，1988）。Anderson 等（1974）和 Nishizawa（1982）为了计算含有定向排列的椭圆包体的固体的有效弹性常数，提出了一个模型。该模型的椭圆包体的所有长宽比值都是适用的。与根据弹性波散射所建立的 Hudson（1981）模型不同，Nishizawa（1982）和 Anderson（1974）的模型，是根据由 Eshelby（1957）提出的有效弹性参数而建立的静态途径来计算。

Douma（1988）从弹性常数和群速度的角度出发，对于的和含有充填流体的包体的 Nishizawa 椭圆模型与 Hudson 的环形裂隙模型进行了比较。他考虑到二者具有不同的裂隙密度 ϵ , 把 ϵ 定义为 $\epsilon = Nr^3/V$,式中 N 是各向同性固体中体积 V 内半径为 r 的裂隙数目。在两个有效模型介质中作为射线方向与对称轴之间夹角的函数，在含有流体充填包体的情况下，群速度表示在图 7.3 中。两图都是根据 Douma（1988）复制的。他的数值研究表明，Hudson（1981）和 Nishizawa（1982）的模型在长宽比值的范围内得出了相似的结果。两个模型间重要的差别只是由于大的长宽比 $d > 0.3$ 和高的裂隙密度所引起的。

含有定向排列的环状裂隙或椭圆包体的固体，可以看成是均

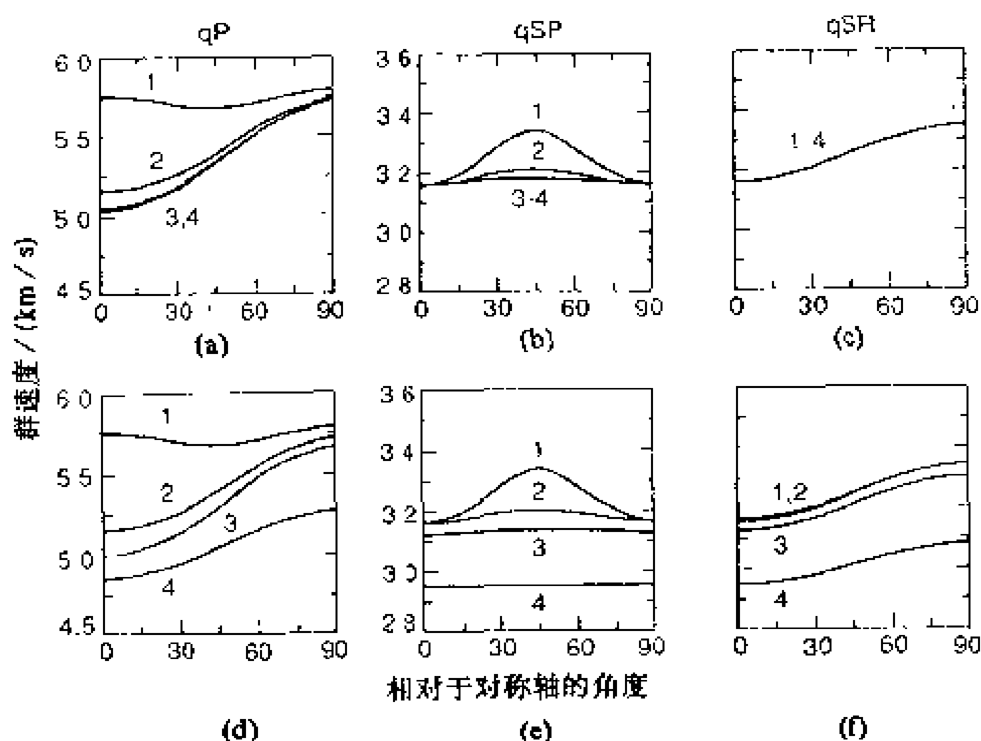


图 7.2　含有流体充填的包体的非均匀介质中，三种体波的群速度与有效介质中射线方向和对称轴之间夹角 $\theta°$ 之间的关系。上图相当于 Hudson 的介质破裂模型，下图相当于 Nishizawa 的模型。标有数字 1～4 的曲线分别是包体长宽比等于 0.0001，0.001，0.1 和 0.5 时计算的结果。所用裂隙密度为 0.05（Doma，1988，图 2.2）

匀的横向各向异性材料。一旦得到那样一种材料的有效弹性常数，例如，利用上述的一种理论模型，介质中波的传播的特征就可以计算（见 Keith 和 Crampin，1971a～1977c；Crampin，1981）。描述横向各向异性的 5 个独立的弹性常数时，可以引入无量纲参数来减少弹性常数为 4 个，进而对弱的横向各向同性来说，只含 3 个无量纲参数的关系式已由 Thomsen（1986）推导获得。

三个参数 δ，ε 和 γ，由弹性常数表示如下：

$$\delta = \frac{(c_{13}+c_{44})^2-(c_{33}-c_{44})^2}{2c_{33}(c_{33}-c_{44})}$$

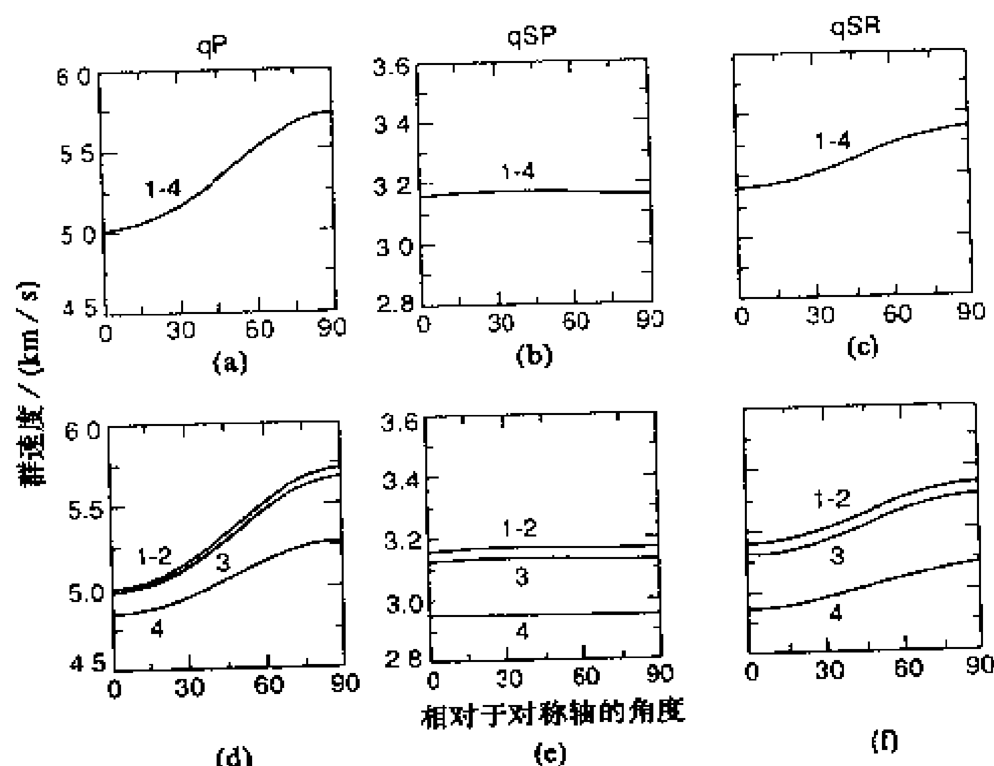


图 7.3　本图除了采用各向同性介质和干的包体外，
其余与图 7.2 相同（Douma，1988，图 2.3）

$$\varepsilon = \frac{c_{11} - c_{33}}{2c_{33}} \tag{7.16}$$

$$\gamma = \frac{c_{66} - c_{44}}{2c_{44}}$$

然后，假定对称轴是沿 x_3 轴方向，那么三个体波 qP，qSP 和 qSR 的线性化波速就是

$$\begin{aligned} V_{qP} &\cong V_P(1 + \delta\sin^2\theta\cos^2\theta + \varepsilon\sin^4\theta), \\ V_{qSP} &\cong V_P\left(1 + \frac{V_P^2}{V_S^2}(\varepsilon - \delta)\sin^2\theta\cos^2\theta\right) \\ V_{qSR} &\cong V_S(1 + \gamma\sin^2\theta) \end{aligned} \tag{7.17}$$

式中，$V_P = (c_{33}/\rho_e)^{1/2}$ 和 $V_S = (c_{44}/\rho_e)^{1/2}$，是沿着对称轴的速度；$\rho_e$ 是对称轴上的有效介质密度；θ 是波前面的垂线与对称轴之间的夹角。

对各向同性材料来说，三个各向异性参数全都等于零。它们与零之间的偏差就可以看成是非均匀度的一种量度。根据方程(7.16)，它应当是：参数 ϵ 代表qP在垂直与平行对称轴的P波速之间的差值，而 γ 参数代表 qSR 波的这种差值（Thomsen，1986）.

$$\epsilon \cong \frac{V_{qP}(\pi/2) - V_P}{V_P} \tag{7.18}$$

和

$$\gamma \cong \frac{V_{qSR}(\pi/2) - V_S}{V_S} \tag{7.19}$$

参数 δ 可以从 θ 角等于 0°、45°到 90°区间内所作的测量来得到。

$$\delta \cong 4\left(\frac{V_{qP}(\pi/4)}{V_{qP}(0)} - 1\right) - \left(\frac{V_{qP}(\pi/2)}{V_{qP}(0)} - 1\right) \tag{7.20}$$

对于弱和中等的各向异性来说，参数 δ，ϵ 和 γ 小于0.2。如果参数 δ 等于 ϵ，便可以观测椭圆各向异性（Thomsen，1986）。那样一种各向异性暗示着 qP 波的波前是椭圆的，而 qSP 波的波前变成球状的了（Rudzki，1900）。

§7.5 各向异性引起的剪切波分裂

当剪切波通过有效各向异性固体，例如通过含有定向排列的裂隙或椭圆包体的岩石时，剪切波就发生分裂。穿过各向异性区域的剪切波的行为图解于图 7.4 中，该图是据 Crampin（1987a）复制的。当剪切波进入一个定向排列的裂隙区内时，它就分裂为两个（或更多个）不同极化程度和不同速度的分量。这些分量在时间上有差别，并且在质点位移的互相正交的横断面上显示出清楚的三维质点运动的特征，这称之为极化图解（Crampin，1978）。这种分裂现象也叫做剪切波重折射（birefringence）和剪切波双折射（double refraction）。

这两个量很容易根据显示剪切波分裂的地震记录图来确定。这里存在两种剪切波分裂的地震图。两种剪切波的到达时间有延

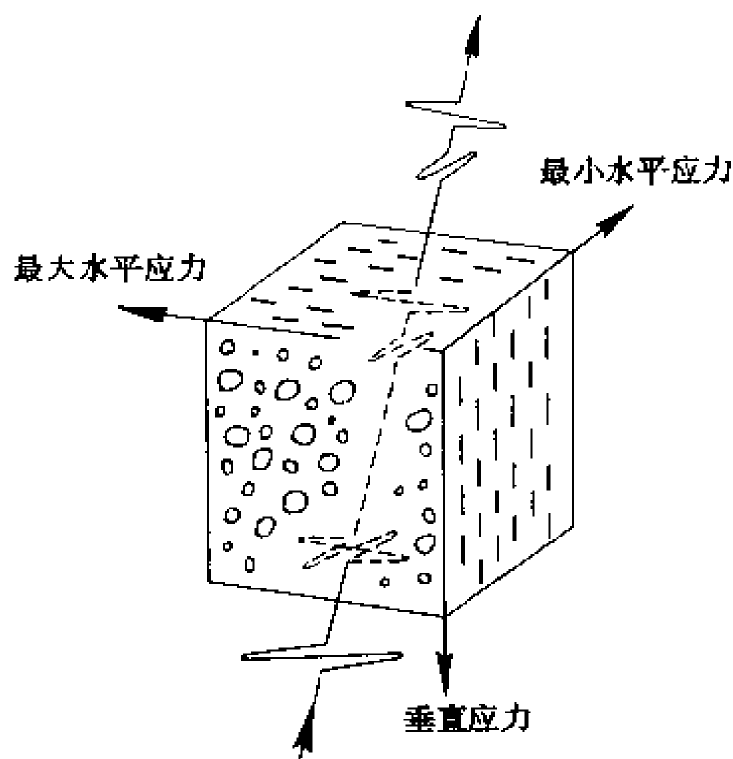


图 7.4 破裂岩石中剪切波分裂示意图。当剪切波进入破裂的介质中，其中垂直于裂隙面的位移分量遇到相对低的剪切模量，结果是它的穿行速度比平行于裂隙的位移分量更慢（Crampin，1987a，图 2，皇家天文学会版权）

迟，并且较快的剪切波（第一剪切波）发生极化（Crampin，1981）。两种分裂剪切波之间的延迟与各向异性区内路径长度成正比，也与一定传播方向上两种剪切波之间的相对速度差成正比。较快的剪切波的极化，受沿着地震波行进路径的裂隙几何形态所控制。

显示出具有极化特征图像的剪切波，首次在土耳其北安纳托利亚断层附近的一个小震群里发现。Crampin 和 Booth（1985）发现，在平行或接近平行于局部的或区域的最大水平应力方向上，主导分裂剪切波发生极化，这里，应力方向是根据断层面解和有关证据推断的。图 7.5（据 Chen 等，1987 复制）表示在土耳其的北安纳托利亚断层附近记录到的小震地震图实例。虽然，

剪切波分裂在以时间序列形式的三分向地震图表示的记录上不易识别，但是质点运动特征的方向突变的清晰图像在极化图上还是可见的。而且，还发现主导分裂剪切波的极化是与平行的、垂直的由流体充填的裂隙一致的，并且极化图上实测的质点位移图像，与相当于破裂结构中波的传播合成地震图相类似（Crampin and Booth，1985）。对于所有记录地点上，剪切波窗内所有的方位和入射角来说，一般在地面记录震源之上的剪切波的初至剪切波极化是接近于平行的。续至剪切波常常可以在接近与初至分裂的剪切波成直角的位置上找到。

可以根据剪切波分裂推导岩体其他性质，如裂缝、裂隙和微裂隙的平均密度。裂隙密度 ϵ 是O'Connell 和 Budiansky（1974）按照包括在体积 V 内半径为 r 的平裂隙来定义的。考虑到均匀介质中与裂隙有关的弹性变形能以及在体 V 内存在 N 条那种裂隙，裂隙密度就是

$$\epsilon = Nr^3/V \tag{7.21}$$

当半径为 r_i 的不同裂隙分布存在于体积 V 之内时，总的裂隙密度是由关系式(7.21) 给出的密度的总和。此时，裂隙密度可以根据平均裂隙的变形能 $\langle r^3 \rangle = \Sigma N_i \epsilon_i / \Sigma N_i$ 来描述，关系式（7.21）则变成

$$\epsilon = N\langle r^3 \rangle / V \tag{7.22}$$

式中，N 是现有裂隙的总数。Hudson（1981）用平均裂隙密度来描述极化的剪切波速度。他的关系式提供了在与垂直裂隙平行的垂直传播的地震射线情况下，裂隙密度 ϵ、剪切波速度 V_S(或走时 T_S) 与剪切波速差 ΔV_S(或走时 ΔT_S) 之间有用的近似关系式（Leary 等，1990）：

$$|\Delta V_S / V_S| \cong |\Delta T_S / T_S| \cong \epsilon \tag{7.23}$$

在各种地质和构造区内，发现典型的裂隙密度值是 0.01 到 0.05 之间（Leary 等，1990）。

合成地震图的计算是解释地震波传播的一个重要手段。体波

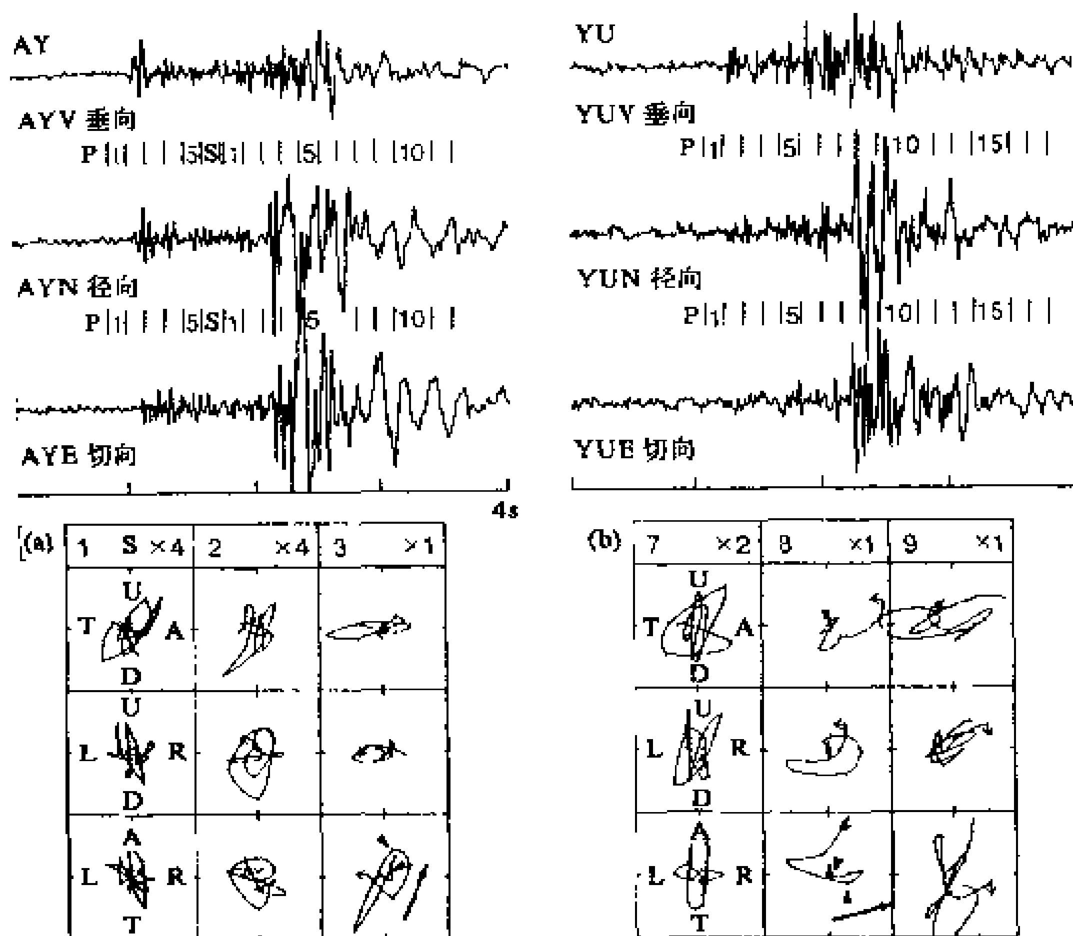


图 7.5　旋转到垂直、径向和横向分量的三分向地震图，两个小地震记录于土耳其两个地震台，位于剪切波窗内。地震台名称、震源深度、震中矩（单位：km）和震源到地震台的方位角分别是：(a) AY7.1°，5.5°，96°和 (b) YU7.5°，2.8°，196°。标有数字的极化图相当于上面地震图中剪切波部分之上标所示的时间间隔。它们表示质点运动的三个互相正交的横断面，分别标有U"上"、D"下"、T"向前"、A"离开震中"、L或R"离开震中沿径向的左和右"。地震图标的"||"是0.01 s，相对增益（放大）表示在每一组图解上。剪切波分裂在下面的水平剖面上可以看到，那里分裂的初始剪切波用箭头表示。短横（—）表示主导剪切波的极化矢量（Chen等，1987，图 A_1，皇家天文学会版权）

在各向异性介质中传播，相速度和群速度的分离意味着波的传播主要取决于地震波是否有平面的或弯曲的（常常叫做球面波）波前。行进于层面各向异性介质中的平面波合成地震图的计算通常比较简单，但是用途有限。尽管如此，平面波已经证明了剪切波极化异常对于识别和估计各向异性结构的意义。Crapmin（1981）谈到平面波对于某些简单的各向异性结构的应用。

在剪切波的垂直地震剖面（VSPs）中获得剪切波分裂现象，它是爆炸地震学中的一种有效方法；大多数剪切波反射测量用在寻找储油构造的爆破勘探方面。

反射测量和 VSPs 用来阐明地下破裂的方位（Crampin，1987b）。VSPs 测量是在远离自由地表的钻孔中完成的，那里接近震源。如果需要的话，还可以在所研究的层位之下进行。在地下深部采矿时也可以具备那样的条件，从 VSP 研究中获得的经验，可能与在矿山中遇到的某些情况有关。

为了证实 VSPs 中剪切波分裂的效应，Crampin（1985）曾计算了平面剪切波传播合成地震图，计算是在图 7.6 所示简单模型的入射角和方位角的范围内进行的。模型由一个垂直平行的饱和裂隙的水平层（走向在 x_2 方向上）组成，水平对称轴位于 x_1 方向上。图 7.7 表示带有线性极化的 40 Hz 剪切波的合成地震图，表示极化的 SV 和 SH 波在入射角的范围内在 100 m 厚岩层的传播，在该层以下 100 m 处记录。图 7.7a 表示通过各向异性层的传播，图 7.7b 则是通过各向同性层的传播，入射平面垂直于直立裂隙的方向。在每个三分向记录线的右侧都画有极化图解。穿过各向同性层的剪切波的极化图解表现出线性运动，而穿过裂隙引起的各向异性层的剪切波图解显示出椭圆形运动，并随着入射角的变化而变化。换句话说，随着剪切波分裂的延迟发生变化，可以看出在初动极性的方向上有 90°的变化。

采用平面剪切波完成合成地震图计算，然而，恒定的波相沿表面传播方向可能与沿着各向异性岩岩石中射线的群速度方向有

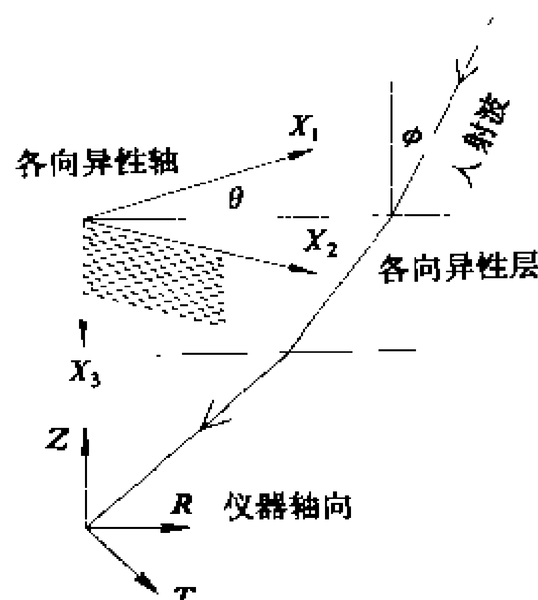


图 7.6 合成地震图中波传播路径上的结构模型和轴向配置，Z、R 和 T 分别是接收器的垂直的、径向的和横向的轴。X_1, X_2, X_3是各向异性中固定的轴，它模拟平行于X_2, X_3平面(阴影面)的垂直裂隙，所以 X_1 是对称轴的水平方向。θ 偏离对称轴 X_1 的方位(入射角与裂隙走向之间的夹角)；φ 是平面剪切波相对结构层的入射角（Crampin，1985，图 5）

很大的不同（Crampin，1981）。对于 Crampin（1985）所考虑的特殊裂隙引起的各向异性介质来说，这种球面波的群速度与波相传播速度的偏差将不会造成剪切波分裂延迟的重大差异，因为群速度与相速度之间差别不大。然而，剪切波极化对于模型的微小的变化都是敏感的，在极化图上将出现大的影响。这样，剪切波分裂的确切行为，对于来自近似点震源的球面波的波前来说，必定是通过合成地震图来模拟的。现在有两种主要方法来计算各向同性介质中带有球面波的合成地震图，它们是反射率法（Fuchs，1968，Fuchs 和 Müller，1971）和射线法（Babich 和 Alekseev，1958；Červeny等，1977）。对于计算均匀各向异性平面层的合成地震图而言，反射率方法特别适用于多层介质的分析，因为这种

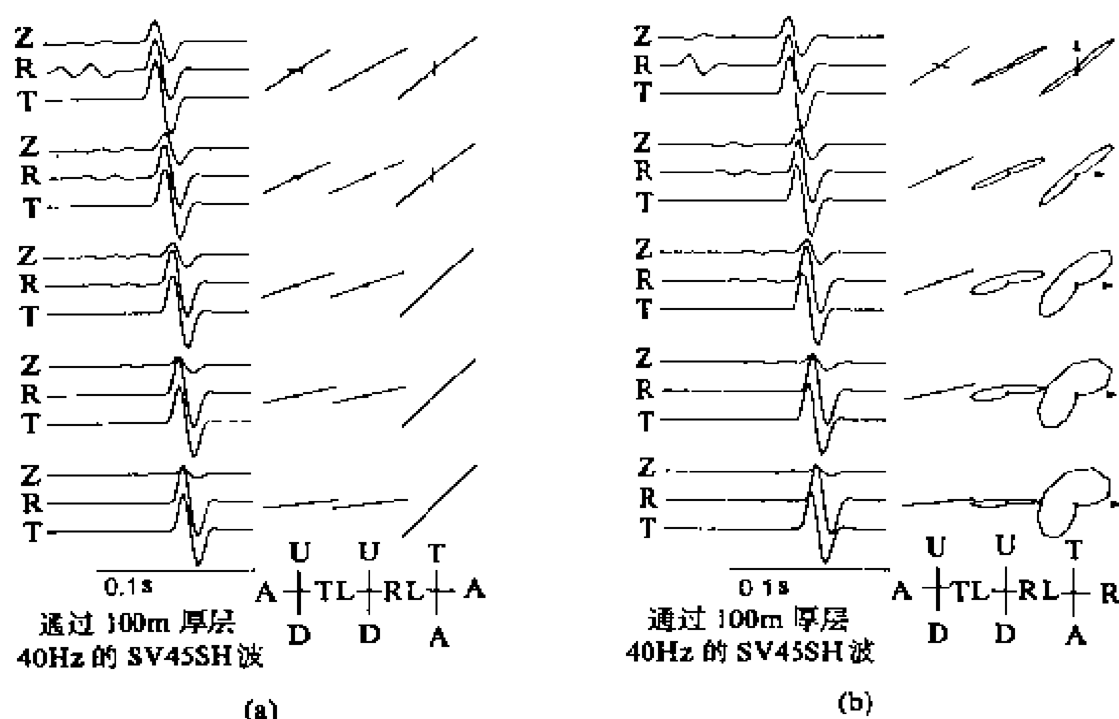


图 7.7 平面波合成地震图的 40 Hz 剪切波 SH45SH 的极化图解（线性极化平分 SV 和 SH 波极化），以入射角 $\varphi=25°$，20°，10°和 5°（从最上图起）入射于结构层上，在结构层以下 100 m 记录。(a) 100 m 厚的各向异性层（$\rho=2.6\text{g/cm}^3$，$V_P=5.04$ km/s，$V_S=2.92$ km/s）；(b) 100 m 厚的结构层，模拟与入射波平面成直角（$\theta=0°$）的垂直裂隙。极化图解是质点位移的正交横断面，轴向向上(U)、向下(D)、向前(T) 和离开震源(A) 以及从左(L) 和右(R) 朝向震源等方向轴都已标明。在水平剖面上用箭头表示初始剪切波发生极化的位置（Crampin, 1985，图 6）

方法使用了各向异性传播函数矩阵。射线法更适用于连续变化介质中波的传播。对这些方法的描述已超出了本书的范围，Crampin (1981) 已对有关问题作过很好的评述。

经验表明，尽管一般来说，在理想环境中可以得到 4 个参数，但只要 2 个参数就可以用来实际表述接收器上观测到的剪切

波分裂的特征。两个参数是第一分裂剪切波的极化矢量和分裂剪切波之间的时间延迟。另外两个可能的参数是第二分裂剪切波到达和两个分裂波之间的相对衰减。分裂剪切波的极化和时间延迟的测量对于各向异性效应的适当解释具有重要的意义。Chen 等(1987)提出的有关程序简介如下:

测量第一剪切波极化矢量,第一步是,把水平地震图旋转到相对震中与接收器之间的连线为径向和横向的两个分量上。由于剪切波列中震相变化在地震图上很难识别,所以有必要给出极化示意图。这些极化示意图是根据三分向波形图,给出的质点位移图在其三个互相直交的剖面并在连续的时间段上(见图 7.5)。垂直剖面只用来区分剪切波运动与 P 波或可能的 SP 转换波。水平剖面对于剪切波是最重要的,它包含了大部分剪切波能量。最重要的一步是识别第一剪切波到达的初始;其次,在水平面内第一剪切波到达的极化方向是根据相应的极化示意图确定的,剪切波的初动对于极化方向的识别常常是足够线性的。当观测到稍为椭圆的运动时,平均极化方向就可以选定。应当弃去强烈椭圆状或环状的极化示意图。不管什么时候,只要可能,都应当通过评估初动的方向(极性)来确定矢量极化。

分裂剪切波的延迟要比第一剪切波的到达更难测定。为了测定延迟时间,必须识别出第二分裂剪切波到达的初始。在这方面存在着某些难度。沿着一定路径的每类岩石可能有不同的裂隙密度和以及不同的传播速度,在内部界面上的微小变化将引起传播于其中的每一个分裂波传播的进一步分裂。所以,也许可能对第二次分裂剪切波有多种选择,面没有识别出认识上一致的第二剪切波的到达。第二分裂剪切波可能会由于信号尾波和背景噪声而模糊不清。最后,从震源发射出来的剪切波也许并不均等地激发两种可能的极化,从面可能造成分裂剪切波很小,或者沿着某一射线路径上分裂剪切波缺失(Chen 等,1987)。

尽管有这些困难,仍然可以选择认识上一致的波至。合成地

震图表明，第二分裂波的初始以第一剪切波的质点运动方向的突变来标记（Crampin，1981）。如果观测到剪切波分裂是由于在垂直向上平行的饱水裂隙的分布引起的话，便相当于一种含有水平对称轴的弹性横向各向同性介质；第二分裂波的偏振很可能与第一剪切波的偏振接近正交（Crampin 和 Booth，1985）。这样，第二分裂剪切波的初始就可以通过第一剪切波偏振方向的变化来识别，在垂直于第一偏振的方向上具有相当大的能量的分量为第二剪切波（Chen 等，1987）。

与地震有关剪切波质点运动的数值研究表明，在地壳中，在大范围地质和构造区内存在地震各向异性的结构特征（Crampin 等，1980，1986，1990；Booth 等，1985，1990；Buchbinder，1985；Crampin 和 Booth，1985；Kaneshima 等，1987，1989，Peacock 等，1988；Iannoccone 和 Deschamps，1989，Savage 等，1990；Kaneshima，1990；Shih 和 Meger，1990）。来自沉积岩、变质岩和火成岩中垂直地震剖面的结果与剪切波分裂结果也是一致的（Peacock 和 Crampin，1985；Daley 等，1988；Majer 等 1988）。有人已指出，地壳形成各向异性的 5 个可能的原因（Crampin 等，1984a）是：定向排列的晶体，定向排列的组构（如定向的晶粒、周期性的薄层），直接由应力引起的各向异性以及定向排列的裂隙和微裂隙。Crampin（1987a，1987b）相信，方位性各向异性在浅地壳中几乎是到处都存在的，它主要是由于充填流体的裂隙，特别是微裂隙的存在造成的。这些裂隙与微裂隙由于应力的作用面排列成为平行于垂直的或接近垂直的方位，其走向相当于最大水平应力方向。这些定向排列的裂隙分布就是 EDA 裂隙，即拉张－扩容各向异性（extensive - dilatancy anisotropy）。在变质岩与火岩中 EDA 裂隙的典型尺度大小很可能是几个微米，在沉积岩中则是几毫米，而在破碎岩石中可能达几米（Crampin，1990）。大的裂隙可能留下永久的痕迹，但我们对地壳中微裂隙的理解主要是根据推测。由于不可能接近实地岩

体中的裂隙，新的穿透于远程岩体的剪切波的观测结果和解释，可能是推测实地裂隙几何形态唯一的途径。看来，EDA 裂隙的大部分有效各向异性起因于布满在地壳中最原始岩石中的微裂隙和定向排列的孔隙空间，同时，它们的几何形态比较容易随着应力的变化而改变（Crampin，1990）。所以，对地震研究来说，剪切波偏振的观察结果最有价值的方面，看来是用以确定深处的应力方位（Aster 等，1990）。有若干研究结果证实，初始的剪切波偏振方向和区域应力方位是相关的。这个结果与平行于最大应力方向排列的垂直裂隙模型是一致的。其他剪切波分裂的参数，如波分裂之间的时间延迟，应用于地震研究（如地震预报）还不大清楚。加利福尼亚 Anzac 地震空区中分裂剪切波，随时间变化的特征已经有过报道（Peacock 等，1988）。此外，Crampin 等（1990）还报道了在 Anzac 地震台网的 KNW 台剪切波分裂的延迟时间显示出随时间的变化，这种变化可能与 1986 年 7 月 8 日的北棕榈泉 $M_L = 5.6$ 地震的发生有关。不过，这些结果并没有得到 Aster 等（1990）的报道的其他资料的支持。

虽然有些未发表的资料说，由于 EDA 裂隙引起的剪切波分裂在许多矿山里观察到（Crampin，1987b），但还没有对这方面广泛研究的报道。通过用大动态量程的三分向仪器监测剪切波来研究那样的裂隙，很可能会提供详细的应力变化。剪切波分裂到达之间的时间延迟的观察结果，在大地震预报方面可能的应用，将在第 13 章中作简要的讨论。

§7.6 各向同性介质中的剪切波分裂

可以通过各向同性间断面的组合摸拟，观察单一的剪切波的分裂。在没有各向异性时，实测剪切波的极化应当来自于震源辐射，并经过与内部界面和自由表面地形之间的互相作用发生改变。自由表面上测得的剪切波，如果入射角大于临界值，可能由

于与自由面的互相作用而发生严重畸变（Evans，1984）。这个角度限定剪切波窗口的大小，在这窗内地震记录到的剪切波形是不发生畸变的。

近来的研究表明，剪切波极化可能因为介质内部界面而畸变，导致了各向异性，因而引起对剪切波分裂解释的困难（Cormier，1984；Douma 和 Helbig，1987）。Douma 和 Helbig（1987）曾经计算过一定的入射角范围内穿行于砂岩和岩盐界面上平面剪切波极化的改变。他们发现，最大的偏差达几度，并且他们认为，那种效应是累积的，可能对由各向异性引起的剪切波分裂的研究有重要的启示。

Liu 和 Crampin（1990）考虑过这个问题，他们计算了具有平面和弯曲波前的剪切波地震图。剪切波入射到内部各向同性和均匀的界面上，然后评估那种界面对各向异性引起的剪切波分裂的观测结果的影响。他们的结果简要地叙述如下：

Liu 和 Crampin（1990）考虑了振幅分别为 A_{SH} 和 A_{SV} 的平面剪切波 SH 和 SV，入射于介质 1 与介质 2 的平面边界上，介质参数取自 Douma 和 Helbig（1987），分别相当于砂岩和岩盐。按图 7.8 定义，在平行于恒定相位的平面上，传递剪切波的极化角与振幅和传递系数有以下关系（Douma and Helbig，1987）

$$\psi = \arctan(B \mid R \mid) \qquad (7.24)$$

式中，$B = A_{SH}/A_{SV}$ 和 $R = T_{SH}/T_{SV}$，其中 T_{SH} 和 T_{SV} 是 SH 和 SV 波的传递系数。比值 B 是指入射波的极化角，面传递系数分别与介质 1 和 2 入射角有关（分别为 ρ_1, V_{P1}, V_{S1} 和 ρ_2, V_{P2}, V_{S2}）和入射角有关（Aki 和 Richards，1980）。

对于具有相等的 SH 和 SV 波振幅的入射波 $\psi = 45°$ 和 $B = 1$ 来说，传递剪切波的极化角和相位差，作为入射角的函数表示在图 7.9 中。该图是根据 Liu 和 Crampin（1990）复制的，分别是砂岩－岩盐界面（低到高速）和岩盐－砂岩界面（高到低速）。在正入射的情况下，传递波的极化和相位是不变的，传递波的传

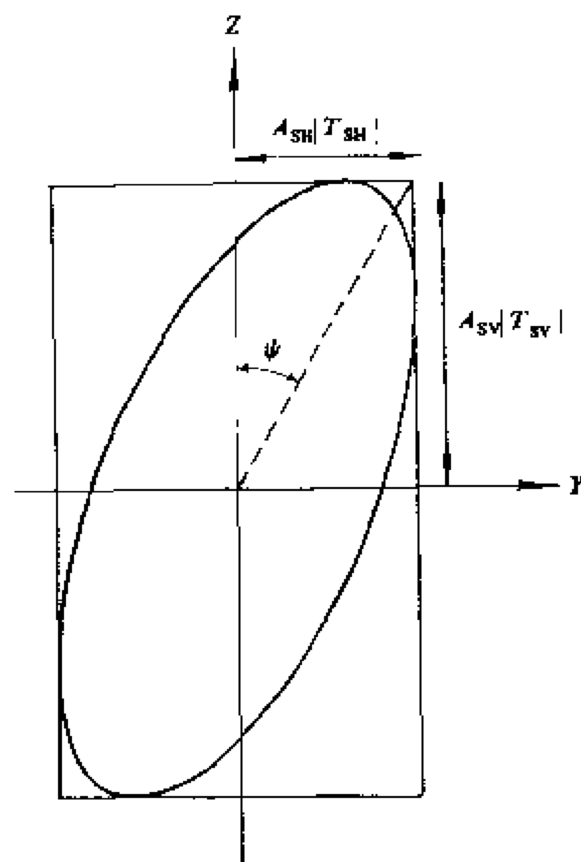


图7.8 平行于恒定相位平面的剪切波极化角的定义。A_{SH} 和 A_{SV} 是入射剪切波 SH 和 SV 分量的振幅；T_{SH} 和 T_{SV} 是 SH 和 SV 波的传递系数（Liu 和 Crampin，1990，图 1）

递和相位的偏差随着入射角的增大而加大，对于低到高速界面，在最小的临界角的 arcsin(V_{S1}/V_{P2}) 时达到 3°；对于高到低速界面，临界角 arcsin(V_{S2}/V_{P2}) 达 2°。

超过临界角，入射波全部被反射，并且出现具有复杂传递系数的界面波。所谓复杂传递系数是指那种叫做非均匀波的波，这种波形成于介质之中，在与波前面垂直方向有虚分量，非均匀界面波最后变成椭圆状的极化波，以入射的剪切波的相速度携带着能量平行于并沿着界面传播，这种能量随着离开界面的距离而衰减（Hudson，1980；Kennett 等，1983）。在含有 SH 和 SV 分量的平面内，极化椭圆是通过下面关系式来确定的（Smith 和

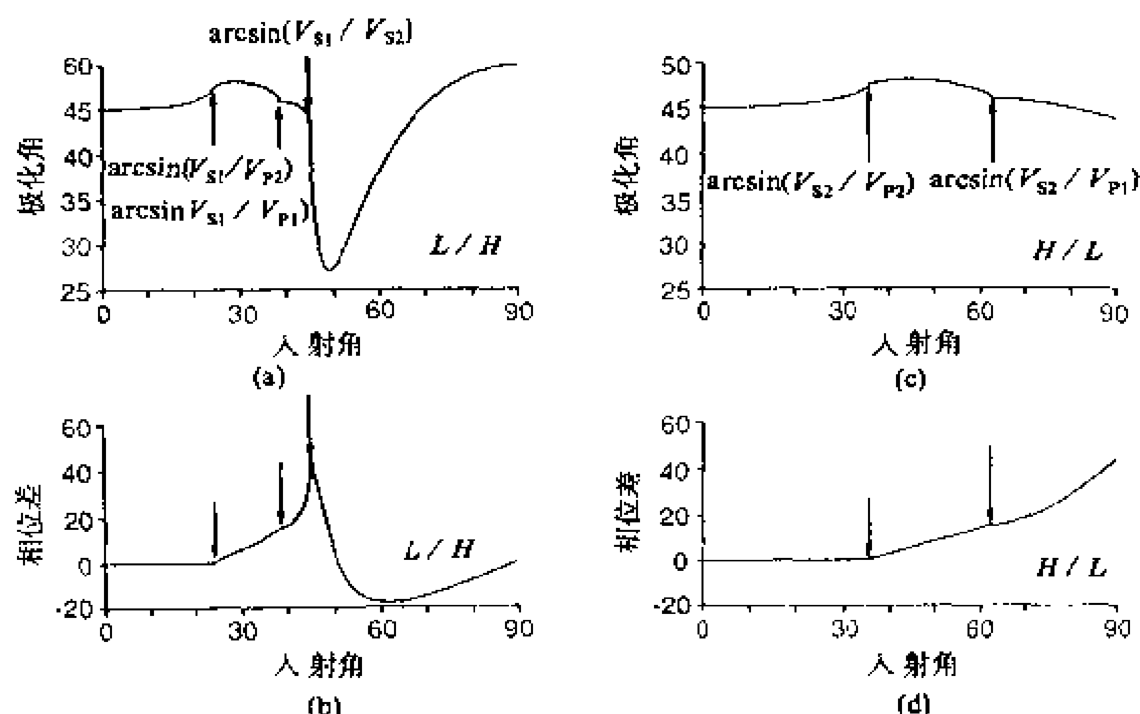


图 7.9 砂岩－岩盐之间界面（a、b）和岩盐－矿岩界面（c、d）上传递剪切波的极化角（上图）和相位差（下图），临界入射角时射线路径用箭头标记（Liu 和 Crampin，1990，图 2）

Ward，1974)：

$$\sin^2(\Delta\Phi)=\frac{U_{SH}^2}{(A_{SH}\mid T_{SH}\mid)^2}+\frac{U_{SV}^2}{(A_{SV}\mid T_{SV}\mid)^2}-2\frac{U_{SH}U_{SV}\cos(\Delta\Phi)}{A_{SH}A_{SV}\mid T_{SH}T_{SV}\mid}\tag{7.25}$$

式中，$\Delta\Phi=\Phi_{SH}-\Phi_{SV}$是相差，$\Phi_{SH}$和$\Phi_{SV}$是 SH 和 SV 波的相位角，$U_{SH}$和$U_{SV}$分别是 SH 和 SV 波的位移分量。

所以，通过独立的各向同性—各向同性界面，在最内窗传递的线性极化平面剪切波保存了它们的初始相位和线性运动。只是在入射角大于最小临界角时质点运动变成椭圆形（Liu 和 Crampin，1990）。

通过各向同性—各向同性界面的传递，平面的和弯曲的剪切波前的质点运动具有不同的特征。在弯曲的波前上，临界角的影响分布在一定的角度范围内，任何特殊几何形态下的剪切波确切行为，取决于人射波的波前曲率和波的频率（Liu 和 Crampin，1990）。

在各向同性—各向异性界面上的剪切波行为，取决于穿行于各向异性体中的路径长度，这里所说的各向异性是由于垂向的平行充填流体的裂隙所导致。只有当路径长到足以分开两种剪切波时，各向异性的影响才是可见的。结果，直接在界面之下的剪切波极化与各向同性—各向同性界面的情况十分相似，在临界角人射时，可以观察到从线性运动到椭圆运动变化。实测的剪切波分裂显示出与各向同性—各向同性界面有关的椭圆极化有若干差别。剪切波分裂在窗内是十分清楚的，主剪切波的极化受各向异性方位的控制，而不是受人射波极化的控制。所以，Liu 和 Crampin（1990）研究的重要结果体现在极化示意图解内，剪切波的初始极化受 EDA 裂隙方位的控制。介质界面引起的波的方位的微小变化，可能会改变极化示意图内图像的细节，但一般不会改变主导分裂剪切波的极化方向。

第八章　地震波的衰减与散射

到目前为止，我们一直是在完全弹性介质假定的情况下来考虑问题。对完全弹性介质，一旦有一个初动，波的运动将连续不断地进行下去。然而，在实际情况中，波沿真实介质传播，由于非同寻常的传播过程所引起的能量耗散，使得波振幅衰减，我们把它称作内摩擦。波传播过程相应的应力与应变，将引起介质晶体结构的不可逆变化，此时，在介质内部，沿晶体边界它们做功。物质粒子的形态与所作用的应力历史无关，这样的介质叫做滞弹性介质。对内摩擦，虽已提出了一些有关的机制，但到目前为止，尚无令人满意的理论解释。可由无量纲值 Q 来描述内摩擦的有效功率，事实上，它是作为给定系统的品质因子，可有不同的方法来定义。

由内摩擦产生的波的衰减，是一个非常大的题目，通常我们把它称作固有衰减。在此仅从理论上作一简要描述，有关这方面的更为详细的论述可参阅如下作者的论著：Ewing 等（1957），Aki 和 Richards（1980），Ben-Menahem和 Singh（1981），Bullen 和 Bolt（1985）等。

弹性波沿非均匀介质传播，除固有衰减外，还存在由散射效应引起的衰减。当弹性波遇到障碍时，波能的一部分发生折射，此时，干扰散射波将从障碍处向各个方向传播。这种由三维不均匀性引起的地震波的改变通常称作地震波散射。散射衰减它不属于能量耗散机制，面是一种几何效应，仅仅是在时间上与空间上的能量重新分配。在近似的单散射情况下，散射衰减不能与固有衰减分离开来，为了将这两种衰减作用分离开来，就需要多次散射理论。虽然多次散射理论没有遇解，但已对几种特殊情况作了

研究。

地震波散射是一种极为复杂的现象，对此不必惊奇，这一新的研究领域得到了极为迅速的发展，每年都有大量的有关该题目的论文发表。在此，特别强调观测技术与方法，对地下矿井中散射现象的观测尤其如此。同样，在此我们只作简明扼要的阐述。地震波散射各个方面的出色的评述可参阅最近由 Wu 和 Aki 发表在《理论和应用地球物理》（Pure and Applied Geophysics）上的三篇专业文章（1988a，1989，1990）。

§8.1 滞弹性效应

本构方程（3.7）所描述的完全弹性介质无内能损耗，然而，在真实介质中，波能衰减是既定事实。因此，有必要在弹性本构关系中引入阻尼。滞弹性阻尼并不是对本构方程的简单修正，而是依赖于一系列的物理机制。最简单的滞弹性描述是对形变的抗力的两种机理的叠加，它们是线弹性和理想粘滞流体的剪切粘滞性，或称斯托克斯粘滞性，具有这样的材料属性的物质称粘弹性体。如果在给定时间里应力向量与应变向量线性相关，面所观测到的结果满足线性叠加原理，那么这样的介质叫作线性粘弹性介质。所谓线性叠加原理指的是：在不同的时间里所施加的两个不同的应力的合成所产生的应变，等效于这两个应力分别施加所产生的应变之和。

在粘弹性体中，对常应力作用具有不同的应变反应，弹性应变是暂态的和双向可逆的，但不一定是线性的。若应力超过了该范畴，则不再为弹性，通常称作弹性极限。当应力大于弹性极限，此时卸去应力后应变将不再消失。对粘弹性范畴，我们将引入一些新概念。蠕变是指在常应力作用下物质的缓慢连续变形；应力一旦卸去，在一个时期里应变逐渐减弱，我们称之为回复（图 8.1）；若回复是完全的，则称之为弹性蠕变，此时应力小于

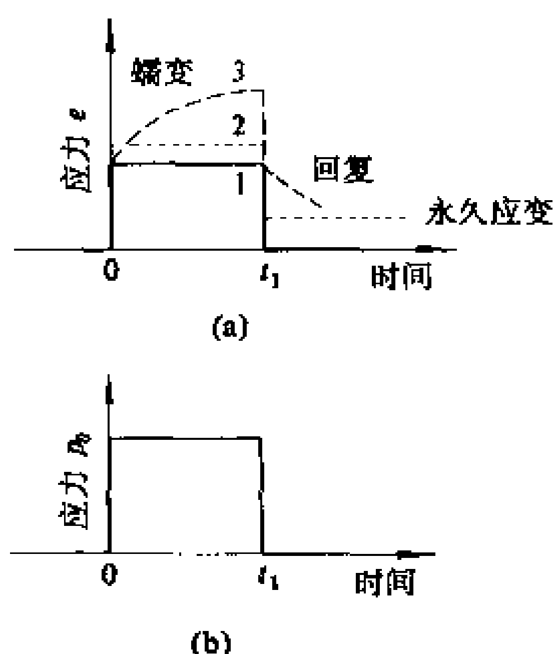


图 8.1　不同材料(a)应变特性和(b)常应力作用。(1)瞬态弹性反应；(2)具有永久残留应变的塑性反应；(3)粘弹性蠕变与回复

物质强度；若回复是不完全的，则叫做塑变；若应变率与应力呈线性则称为粘性塑变；而应变率与应力为非线性，则称为可塑塑变；蠕变速率逐渐增加最终将导致破裂。在常应变作用下的粘弹性体中，在一段时期内应力逐渐减弱，称作弛豫。

通常采用力学粘弹性模拟来描述最简单的一维粘弹性物质模型。最简单的线弹性表达方式是一个线性弹簧，其拉伸与作用力成正比，具有瞬间弹性和恢复的条件。而粘滞体的力学模拟为线性阻尼器，用于表示斯托克斯线性粘滞性。其拉伸率与作用力成正比，当作用一个常应力梯度时，阻尼器将以一个常速率发生连续形变。上述两个基本模型可构成主要的粘弹性物质模型。

§8.2　粘弹性本构关系

在平衡状态下，完全弹性各向同性体的应力-应变关系由方程 (3.12) 唯一表示。将时间 t 引入应力-应变关系，可方便地引入张量 P_{ij} 和 E_{ij}，它们定义如下 (Bullen 和 Bolt，1985)：

$$P_{ij} = p_{ij} - \frac{1}{3} p_{ll} \delta_{ij} \tag{8.1}$$

$$E_{ij} = e_{ij} - \frac{1}{3} e_{ll} \delta_{ij} \tag{8.2}$$

P_{ij} 和 E_{ij} 分别为偏应力张量和偏应变张量，对 $i \neq j$，有 $P_{ij} = p_{ij}$，$E_{ij} = e_{ij}$。由关系式（3.12）和（3.13），我们可导出：

$$\frac{1}{3} p_{ll} = k\theta \tag{8.3}$$

同样，从关系式（8.1）～（8.3）和（3.12）、（3.13），对所有的 i,j，可得到：

$$P_{ij} = 2\mu E_{ij} \tag{8.4}$$

对完全弹性体，关系式（8.3）描述的是在对称应力作用下的特性，而关系式（8.4）则表示了偏离对称性的效应。所观测到的不完全弹性，仅在不完全对称的应力作用下出现，因此，要描述这些不完全性，只需要对关系式（8.4）作修正，而公式（8.3）将保持不变。

表示偏离完全弹性属性的最简单的模型是理想粘滞流体，此时代替（8.4）式，我们有

$$P_{ij} = 2\gamma \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} E_{ij} \tag{8.5}$$

式中 γ 为一新的参数，它表示流体的剪切粘滞性。

综合完全弹性关系式（8.4）与粘滞流体关系式（8.5），可得到固体相应于不完全弹性特性的本构关系

$$P_{ij} = 2\mu E_{ij} + 2\gamma \frac{\mathrm{d}E_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{8.6}$$

这些关系式对应于 Kelvin - Voigt 体或稳粘滞体，公式（8.6）中带 γ 项的出现，表示在给定偏应力作用下达到全应变过程以及在卸去应力后恢复初始形态过程中的指数延迟。同时，也意味着粘弹性体的刚度不再由 μ 参数单一描述，它同时还依赖于 γ 参数以及所作用的应力的形式。

当施加偏应力或卸去偏应力随即发生蠕变，而关系式（8.6）并没有表达出所观测到的弹性后效。换句话说，随着偏应力的突

然改变，通常在发生蠕变前，其应变亦将立即有某些变化，但公式（8.6）没有考虑这一情况。可参照 $2\gamma \mathrm{d}E_{ij}/\mathrm{d}t$ 项，在(8.6) 中增加 $\mathrm{d}P_{ij}/\mathrm{d}t$ 项，考虑上述效应（Bullen 和 Bolt，1985），即可得到

$$P_{ij} + \tau \frac{\mathrm{d}P_{ij}}{\mathrm{d}t} = 2\mu E_{ij} + 2\gamma \frac{\mathrm{d}E_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{8.7}$$

式中 τ 为待定参数。可以看到，当在非常缓慢变化的应力作用下时，式(8.7) 中的 τ、γ 项并不重要，其物性接近刚度为 μ 的完全弹性体。当在迅速变化的应力作用下时，τ、γ 项起主要作用，其特性近乎于刚度为 γ/τ 的完全弹性体。当应力变化介于两者之间时，突出表现为阻尼和能量损耗。若取参数 $\mu = 0$，(8.7) 式变为

$$2\gamma \frac{\mathrm{d}E_{ij}}{\mathrm{d}t} = P_{ij} + \tau \frac{\mathrm{d}P_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{8.8}$$

它们所描述的介质弹性特性称为麦克斯韦尔体或弹粘性体。可以看到，所作用的偏应力变化很慢时，式（8.8）中右边第一项起主要作用，其特性近似为粘滞系数为 γ 的流体；而当所作用的应力迅速变化时，右边第二项起主要作用，此时麦克斯韦尔体接近于刚度为 γ/τ 的完全弹性体。

线性粘弹性体定义为，在这种物体中，其应力-应变关系可表示为包括应力、应变及其他对时间的微分在内的线性微分方程。对单分向应力为 p，对应的应变为 e，其微分形式的一般应力-应变关系为（Ben-Menahem 和 Singh，1981）

$$Rp(t) = Se(t) \tag{8.9}$$

式中 R 和 S 为微分算子，其形式为

$$R = \sum_{0}^{L} r_L \frac{\partial^L}{\partial t^L} \quad 和 \quad S = \sum_{0}^{M} s_M \frac{\partial^M}{\partial t^M} \tag{8.10}$$

其中常量 r_L 和 s_M 为材料常数。表达应力-应变关系的这种形式，直接对应于力学模拟中的单元常数，对应弹簧定义为 m，而阻尼器则定义为 η。为此，对弹簧我们可定为

$$p = me \tag{8.11}$$

而对阻尼器则为

$$p = \eta \dot{e} \tag{8.12}$$

式中“·”表示对时间的微分。

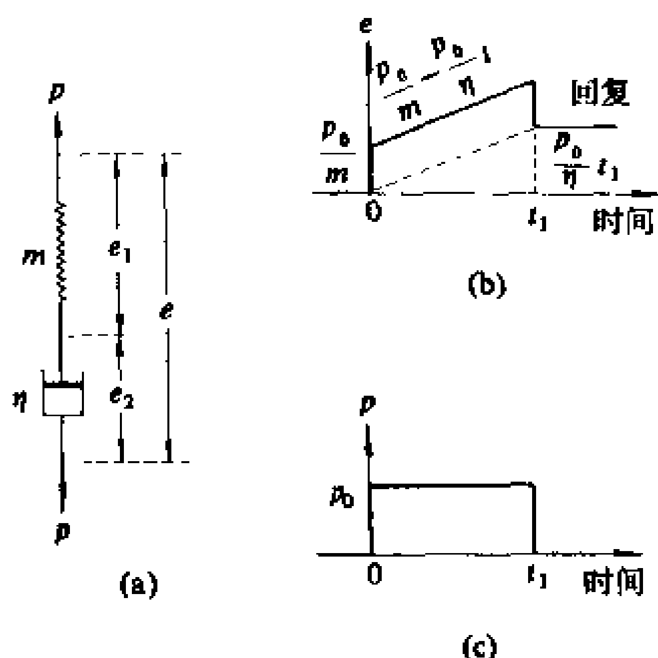


图 8.2 (a) 麦克斯韦尔体力学模型；(b) 蠕变与回复形态的应变特性；(c) 应力作用

弹簧和阻尼器的串联构成了方程 (8.8) 且称为麦克斯韦尔模型，此时作用在这两个单元上的力相同，而总的拉伸是各个单元的拉伸之和，其模型如 8.2 所示。对这种物体，一个给定的应力，同时产生一个弹性应变 $e_1 = (1/m)p$，一个应变率 $\dot{e} = (1/\eta)p$，因此其总应变率为

$$\dot{e} = \dot{e}_1 + \dot{e}_2 = \frac{1}{m}\dot{p} + \frac{1}{\eta}p \tag{8.13}$$

定义弛豫时间为 $\tau_0 = \eta/m$，式 (8.13) 积分式为

$$p = m \exp(-t/\tau_0)\left(e(0) + \int_0^t \dot{e}(t) \exp(t/\tau_0)\mathrm{d}t\right) \tag{8.14}$$

通过分部积分给出的另一个表达式为

$$\frac{p}{m}=e-\frac{1}{\tau_0}\int_0^t e(\tau)\exp[-(t-\tau)/\tau_0]\mathrm{d}\tau \tag{8.15}$$

由式 (8.13) 直接积分，也可给出作为应力函数的应变

$$e(t)=\frac{1}{m}p(t)+\frac{1}{\eta}\int_0^t p(\tau)\mathrm{d}\tau \tag{8.16}$$

我们考察几种选定情况下的麦克斯韦尔体的应力-应变特性。应力阶梯可表示为 $p=p_0H(t)$，其中 $H(t)$ 为 Heaviside 阶梯函数，

$$H(t)=\begin{cases}0, & t<0\\ 1, & t\geqslant 0\end{cases} \quad \text{和} \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}H(t)=\delta(t) \tag{8.17}$$

$\delta(t)$ 为狄拉克 Δ 函数。应变对应力阶梯的反应可直接从式 (8.16) 得到

$$e(t)=\frac{p_0}{m}\left(1+\frac{t}{\tau_0}\right)H(t)=p_0\varphi(t)H(t) \tag{8.18}$$

表示了应变对常力的反应，其中 $\varphi(t)=1/m+t/\eta(t>0)$ 称为蠕变函数。同样，对于应变阶梯函数 $e=e_0H(t)$，式 (8.15) 可表示为

$$p(t)=me_0\exp(-t/\tau_0)=e_0\psi(t) \tag{8.19}$$

式中 $\psi(t)=m\exp(-mt/\eta)$，叫作弛豫函数。式(8.19)表示了在常应变作用下应力的弛豫现象，如图 8.2 所示。由(8.16)式，对简谐振动应力 $p=p_0\sin\omega_0 t$ 可得到如下应变反应

$$\begin{aligned}e(t)&=\frac{p_0}{m}\left(\sin\omega_0 t-\frac{1}{Q}\cos\omega_0 t+\frac{1}{Q}\right)\\&=\frac{p_0}{m}\left[\left(1+\frac{1}{Q^2}\right)^{1/2}\sin(\omega_0 t-\chi_0)+\frac{1}{Q}\right]\end{aligned} \tag{8.20}$$

这里有 $\tan\chi_0=1/Q, Q=\omega_0\tau_0=\omega_0\eta/m$。因此，当应变落后于作用应力一个角度 $\arctan(1/Q)$，$Q\gg 1$ 时，它接近于 $1/Q$。

由弹簧器和阻尼器并联，表示为 Kelvin - Voigt 模型（图 8.3）。此时，弹性应力为 $p_1=me$，粘滞性应 $p_2=\eta\dot{e}$，而总应力

为它们两者之和，因此有

$$p = p_1 + p_2 = me + \eta\dot{e} \tag{8.21}$$

在麦克斯韦尔模型中，两单元之间作用力相同，而在这里，力不相同，但作用在两单元之上的应变在任何时候均相等。对一给定应力，通过解（8.21）式，可得到应变为

$$e(t) = e(0)\exp(-t/\tau_0) + \frac{1}{m}\int_0^t p(\tau)\exp[-(t-\tau)/\tau_0]\mathrm{d}\tau \tag{8.22}$$

其蠕变函数及弛豫函数分别为

$$\varphi(t) = [1 - \exp(-mt/\eta)]/m \tag{8.23}$$

$$\psi(t) = mH(t) + \eta\delta(t) \tag{8.24}$$

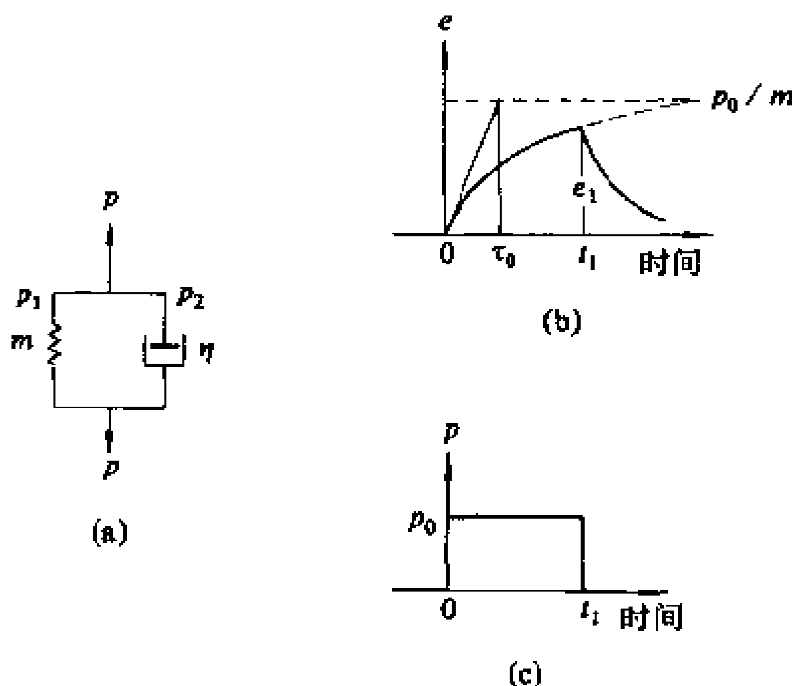


图 8.3 (a) Kelvin－Vaigt 体力学模型；(b) 蠕变与回复；(c) 常应力作用

Kelvin－Voigt 模型没有表示出随时间变化的弛豫现象，δ 函数的出现表明这样一个事实，即为了适应应变的突然改变，阻尼器需要提供无穷大的应力。

无论是麦克斯韦尔模型还是 Kelvin－Voigt 模型，均不足以

考虑大多数粘弹性物质的特性，Kelvin - Voigt 模型不能满足应变方面的突然变化以及不能反应出在卸荷过程中及卸荷后的剩余应变，而麦克斯韦尔模型没有蠕变特征。标准线性体，是一个在地震波振荡的应力-应变作用下，更适合于地壳岩石特性的模型，它也称作三元弹性模型或广义 Kelvin - Voigt 体。它是由 Kelvin - Voigt 单元（m_1, η_1）与弹簧器 m_2 串联所构成（见图 8.4）。该系统的方程可表示为

$$p = m_1 e_1 + \dot{\eta}_1 e_1 = m_2 e_2 \quad 和 \quad e = e_1 + e_2 \tag{8.25}$$

上述方程中，消 e_1, e_2，我们得到

$$p + \tau_p \dot{p} = m_r(e + \tau_e \dot{e}) \tag{8.26}$$

式中

$$\tau_p = \frac{\eta_1}{m_1 + m_2}, \quad \tau_e = \frac{\eta_1}{m_1}, \quad m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tag{8.27}$$

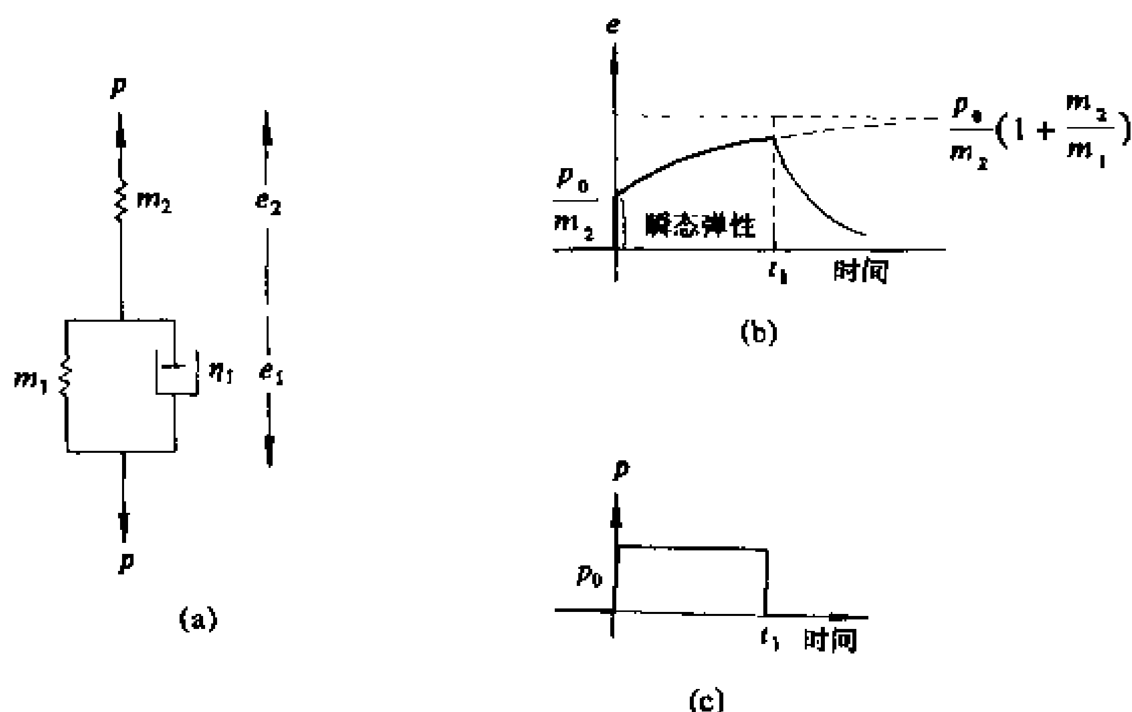


图 8.4 标准线性固体的（a）力学模型；（b）蠕变与回复；（c）常应力作用

式中参数 τ_p 为常应变作用下的应力弛豫时间，面 τ_e 为常应力作用

下的应变弛豫时间。给出式（8.26）的解为

$$e(t)=\frac{1}{m_r}\left[p(t)-\left(1-\frac{\tau_p}{\tau_e}\right)\int_0^t \exp[-(t-\tau)\tau_e]\dot{p}(\tau)\mathrm{d}\tau\right] \tag{8.28}$$

上述方程所描述的物体既包括了蠕变，同时也包括了弛豫，对于阶梯应力 $p=p_0H(t)$,应变 $e(t)$ 为

$$\begin{aligned} e(t) &= \frac{p_0}{m_r}\left[1-\left(1-\frac{\tau_p}{\tau_e}\right)\exp(-t/\tau_e)\right]H(t) \\ &= \frac{p_0}{m_2}\left\{1+\left(\frac{\tau_e}{\tau_p}-1\right)[1-\exp(-t/\tau_e)]\right\}H(t) \end{aligned} \tag{8.29}$$

其极值为 $e_{(\infty)}=p_0/m_r$ 和 $e(0)=p_0m_2$,图 8.4 表示应变与时间的函数关系。应力／应变比的终值为 m_r,我们把它叫作弛豫弹性模量;而应力／应变比的初值为 m_2,称作无弛豫弹性模量。它们的比值关系为 $m_2/m_r=\tau_e/\tau_p$。对于阶梯应变 $e=e_0H(t)$，应力随时间的弛豫变化为

$$p(t)=m_re_0\left[1+\left(\frac{\tau_e}{\tau_p}-1\right)\exp(-t/\tau_e)\right]H(t) \tag{8.30}$$

其极值为 $p(0)=m_2/e_0, p_{(\infty)}=m_r/e_0$。对于正弦波扰动，基本方程（8.26）变为

$$p_0(1+\mathrm{i}\omega\tau_p)=e_0(1+\mathrm{i}\omega\tau_e) \tag{8.31}$$

以及

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{e_0} &= m_r\frac{1+\mathrm{i}\omega\tau_e}{1+\mathrm{i}\omega\tau_p} \\ &= m_2\frac{m_1+\mathrm{i}\omega\eta_1}{(m_1+m_2)+\mathrm{i}\omega\eta_1}=K\exp(i\delta) \end{aligned} \tag{8.32}$$

式中

$$\tan\delta=\frac{\omega(\tau_e-\tau_p)}{1+\omega^2\tau_e\tau_p}=\frac{1}{Q} \tag{8.33}$$

同样，对麦克斯韦尔模型，δ 再一次提供应变滞后于应力的大小

以及系统阻尼大小的测定方法。

根据弹簧和阻尼器的组合，可有许多粘弹性体的力学模拟，其中有一些是最近由 Qaisar（1989）所描述的，实验研究修定了其他一些类型的滞弹性特性，其应变的增加是用时间的幂函数或对数函数表示，而不是用相当复杂的弹簧和阻尼器系统来表示。对地球，Jeffreys（1958）提出了蠕变函数的一个组合形式

$$\varphi(t) = 1/m_0 + q[(1 + at)^{\alpha} - 1]/a \tag{8.34}$$

式中 m_0, q, a 均为常数，有 $0 \leqslant a \leqslant 1$。当 $a = 0.25$，它提供了一个有关地震波传播的许多问题的有效模型。

§8.3 内耗散及其品质因子 Q

在完全弹性各向同性波动中，引入衰减的通常方法是由复变弹性模量、复变波速和复变波数来说明的。对实数的介质密度 ρ 以及角频率 ω，复变弹性模量 $\bar{\mu}$ 和 $\bar{k}$ 的定义为（Ben - Menahem 和 Singh，1981）

$$\bar{\mu}(\omega) = \mu + \int_0^{\infty} \dot{\mu}(t)\exp(-i\omega t)dt = \mu + i\mu^* \tag{8.35}$$

$$\bar{k}(\omega) = k + \int_0^{\infty} \dot{k}(t)\exp(-i\omega t)dt = k + ik^* \tag{8.36}$$

函数 $\bar{\mu}(\omega)$ 和 $\bar{k}(\omega)$ 分别称为动力学剪切模量和动力学体变模量。复变波速度定义为

$$\bar{\alpha}(\omega) = \left[\frac{\bar{k}(\omega) + 4\bar{\mu}(\omega)/3}{\rho}\right]^{1/2} = \alpha + i\alpha^* \tag{8.37}$$

$$\bar{\beta}(\omega) = \left[\frac{\bar{\mu}(\omega)}{\rho}\right]^{1/2} = \beta + i\beta^* \tag{8.38}$$

动力学波数由下式所定义

$$\bar{\kappa}_{\alpha} = \frac{\omega}{\bar{\alpha}(\omega)} = \frac{\omega}{c_{\alpha}(\omega)} - i\chi_{\alpha}(\omega) = \kappa_{\alpha} - i\kappa_{\alpha}^* \tag{8.39}$$

$$\bar{\kappa}_\beta = \frac{\omega}{\bar{\beta}(\omega)} = \frac{\omega}{c_\beta(\omega)} - \mathrm{i}\chi_\beta(\omega) = \kappa_\beta - \mathrm{i}\kappa_\beta^* \qquad (8.40)$$

式中

$$c_\alpha = \frac{1}{\mathrm{Re}\{\rho/[\bar{k}(\omega) + 4\bar{\mu}(\omega)/3]\}^{1/2}},$$

$$c_\beta(\omega) = \frac{1}{\mathrm{Re}[\rho/\bar{\mu}(\omega)]^{1/2}} \qquad (8.41)$$

它们是相速度，而

$$\chi_\alpha(\omega) = -\omega\mathrm{Im}\left[\frac{\rho}{\bar{k}(\omega) + 4\bar{\mu}(\omega)/3}\right],$$

$$\chi_\beta(\omega) = \omega\mathrm{Im}\left[\frac{\rho}{\bar{\mu}(\omega)}\right]^{1/2} \qquad (8.42)$$

它们是滞弹性衰减系数。

我们也能看到，在线弹性理论上，如果弹性解中的弹性模量由相应的复变模量所代替，那么，任何形式的方程解均有与之相应的线性粘弹性体的解，我们把它叫作相似原理。另一个重要原理，我们把它叫作因果律原理，它是对一个自然系统的最简单的表述，即没有输入就没有输出。对通过介质传递的信号的具体公式化，该原理表述为在点 $x = 0, t = 0$ 时间的信号没出发，在 t 时刻前，信号不能够到达 $x = ct$ 的位置，这里 c 为介质的有限特征速度。由公式 (8.35) ～ (8.42) 所描述的复变传播函数的实部与虚部的关系，在不考虑耗散物理机制的情况下，将可预测由滞弹性引起的耗散。

在标准线性体中，速度耗散是由滞弹性引起的耗散效应的一个良好例证。粘弹性理论的具体表现是波尔兹曼的后效方程，具体形式是

$$e(t) = \int_{-\infty}^{t} \dot{p}(\tau)\varphi(t-\tau)\mathrm{d}\tau \qquad (8.43)$$

式中 $\varphi(t)$ 为蠕变函数，它由衰减的物理机制（或物质的流变）所确定。该方程假定，t 时刻的应变 $e(t)$ 是由直到 t 时刻的总的应力

历史 $p(t)$ 的线性叠加所引起的，因此，它既包括了叠加原理，同时也包括了因果律原理。对于 $p(-\infty)=0, t-\tau=\theta$，标准线性体的波尔兹曼后效方程为（Liu 等，1976）

$$e(t)=\frac{p(t)}{m_r}-\frac{1}{m_r}\left\{1-\frac{\tau_p}{\tau_e}\right\}\int_0^{\infty}\exp(-\theta/\tau_e)\dot{p}(t-\theta)\mathrm{d}\theta \tag{8.44}$$

对正弦波扰动，有

$$\begin{aligned}e(t)&=\frac{p(t)}{m_r}\left[1-\frac{\omega^2\tau_e^2}{1+\omega^2\tau_e^2}\left\{1-\frac{\tau_p}{\tau_e}\right\}-\mathrm{i}\frac{\omega(\tau_e-\tau_p)}{1+\omega^2\tau_e^2}\right]\\&=\frac{p(t)}{m_r}(A-\mathrm{i}B)\end{aligned} \tag{8.45}$$

式中

$$A=1-\frac{\omega^2\tau_e^2}{1+\omega^2\tau_e^2}\left\{1-\frac{\tau_p}{\tau_e}\right\}$$

$$B=\omega(\tau_e-\tau_p)/(1+\omega^2\tau_e^2)$$

定义复变模量 m_c 为

$$m_c=\frac{m_r}{A-\mathrm{i}B} \tag{8.46}$$

我们有

$$\frac{\bar{\kappa}(\omega)}{\omega/c_r}=\left[\frac{m_r}{m_c(\omega)}\right]^{1/2} \tag{8.47}$$

式中 $c_r=(m_r/\rho)^{1/2}$，对应于弛豫弹性模量的相速度。在线性粘弹体中传播的平面波传播，定义波数 $\bar{\kappa}$ 为

$$\bar{\kappa}(\omega)=\frac{\omega}{c(\omega)}-\mathrm{i}\chi(\omega) \tag{8.48}$$

式中 $c(\omega)$ 为相速度，而 $\chi(\omega)$ 为衰减因子。将 (8.47)、(8.48) 联合，我们得到如下关系式：

$$c(\omega)=\frac{c_r}{B}\left\{2A\left[\left(1+\frac{B^2}{A^2}\right)^{1/2}-1\right]\right\}^{1/2} \tag{8.49}$$

$$\chi(\omega)=\frac{\omega}{c_r}\left\{\frac{A}{2}\left[\left(1+\frac{B^2}{A^2}\right)^{1/2}-1\right]\right\}^{1/2} \tag{8.50}$$

内摩擦系数 $\tan\delta$ 为

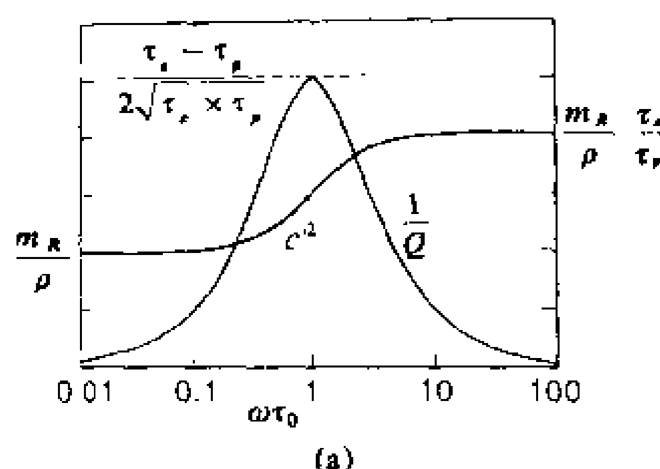
$$\begin{aligned}\tan\delta &= \frac{\mathrm{Im}(mc)}{\mathrm{Re}(mc)}\\ &= \frac{\omega(\tau_e-\tau_p)}{1+\omega^2\tau_e\tau_p}\\ &= \frac{\tau_e-\tau_p}{\tau_0}\left(\frac{\omega\tau_0}{1+\omega^2\tau_0^2}\right)\\ &= \frac{1}{Q}\end{aligned} \tag{8.51}$$

式中 $\tau_0=(\tau_e\tau_p)^{1/2}$,式(8.51)与(8.33)式的结果相同。

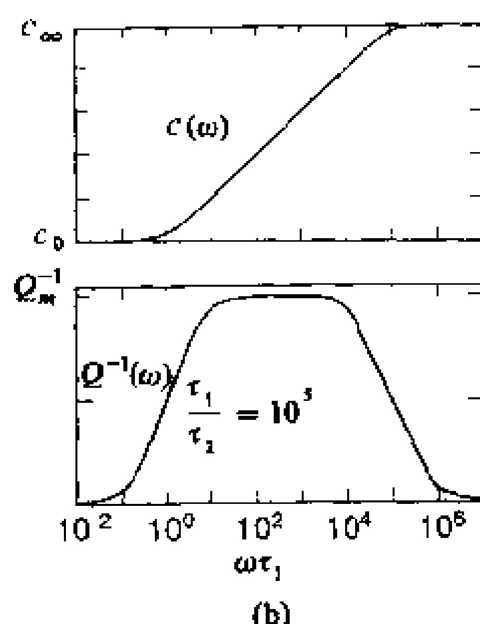
图 8.5 表示标准线性体的相速度耗散和 $1/Q$ 随频率的变化。在高频和低频段,相速度随频率的变化为零斜度,系数 $1/Q$ 在低频段依赖于 ω,而在高频段依赖于 $1/\omega$,在 $\omega=1/\tau_0$ 处有单峰。然而,在地球中所观测到的 Q 值,在相当宽的频率范围内是平坦不变的。可通过弛豫曲线的分布来描述 Q 值的相对稳定性。每一条弛豫曲线相对于另一条作稍稍的移动,通过许多种这样的曲线叠加,可在一给定的有限频率区间,获得 $1/Q$ 的平坦不变的关系。对具有标准线性体特性的蠕变元素进行线性叠加,可得到方程(8.44),它既可对应于有限数目的弛豫曲线,也可对应于连续分布弛豫曲线(Liu 等,1976;Ben-Menahem 和 Singh,1981)。

无量纲耗散参数或品质因子 Q,已用来描述在简谐应力周期作用下的麦克斯韦尔体(对应于式(8.20))的反应和标准线性体(对应于(8.45)~(8.51)的反应,它是地震学中的一个重要参量,有必要对其作更有效的说明。若有一个一定体积的物体,受频率为 ω 的周期应力作用,那么无量纲的内摩擦或滞弹性由下式测定(Aki 和 Richards,1980)

$$\frac{1}{Q(\omega)}=\frac{\Delta W}{2\pi W} \tag{8.52}$$



(a)



(b)

图 8.5 对标准线性固体的 (a) 相速度散射和 1/Q 的频率变化以及 (b) 连续带限弛豫时间

式中 W 为该体积中的峰值应变能 ΔW，为每一周期内的能量损耗，这是物体的不完全弹性造成的。对小衰减，即假定有 $Q \gg 1$，最大应变能为 $W \cong 2\overline{W}$，其中 $\overline{W}$ 为平均贮能。O'Connell 和 Budiansky (1978) 建议固有 Q 值的标准定义为

$$Q = \frac{4\pi\overline{W}}{\Delta W} \tag{8.53}$$

对一给定类型波形（P 波或 S 波），衰减被定义为品质因子 Q 值的倒数，它与其他参数的关系为

$$\frac{1}{Q}=\frac{\chi c}{\pi f}=\frac{D}{\pi} \tag{8.54}$$

这里 χ 为滞弹性衰减系数，c 为波速，f 为频率，而 D 为一对数减幅，D 可表示为一振幅衰减关系 $D=\ln|A(t_n)/A(t_{n+2})|$，表示周期为 $T=t_{n+2}-t_n$ 的一个周期里的振幅指数衰减。滞弹性衰减系数 χ 的度量通常由每单位长度的分贝值或每单位长度的奈培值所给定（Toksöz 等，1988），它们之间的转换关系为 χ(dB/单位长度) = 8.68χ(Np/单位长度)。

对于具有线性应力-应变关系以及小衰减的介质，波振幅 A 正比于 $W^{1/2}$，因此有

$$\frac{1}{Q(\omega)}=\frac{\Delta A}{\pi A} \tag{8.55}$$

从式中可看到振幅因为衰减发生的变化（Aki 和 Richards，1980）。我们既可观测到一定波数时驻波振幅随时间域而衰减，同时也可观测到一定频率传播时波在空间域的衰减。对前者，有振幅 $A=A(t)$，其初始值为 $A=A_0$，则每隔一段时间 $n(2\pi/\omega)$，振幅就下降原振幅的 π/Q 部分，即有

$$A(t)=A_0(1-\pi/Q)^n \quad 对于\ t=n(2\pi/\omega) \tag{8.56}$$

为此，有

$$A(t)=A_0\left(1-\frac{\omega t}{2Qn}\right)^n \Rightarrow A_0\exp\left(-\frac{\omega t}{2Q}\right)$$

$$(对于大的\ n\ 值) \tag{8.57}$$

该关系式定义了时间域的 Q 值，它可通过对 $A(t)$ 值的指数衰减的观测来获得（Aki 和 Richards，1980）。对于空间域衰减，有 $A=A(x)$，x 为距离，假设最大衰减方向沿着 x 轴，且 x 轴向也是波传播的方向，那么有 $\Delta A=(\mathrm{d}A/\mathrm{d}x)l$，式中 $l=2\pi c/\omega$ 为波长，则式(8.55)变为 $\mathrm{d}A/\mathrm{d}x=(\omega/2cQ)A$，其指数衰减解为（Aki 和 Richards，1980）

$$A(x)=A_0\exp\left(-\frac{\omega x}{2cQ}\right) \tag{8.58}$$

该关系是空间域 Q 值的定义，Q 值可通过 $A(x)$ 的指数衰减值的观测来得到。当且，仅当在均匀介质中，式(8.57)和(8.58)所得到的 Q 值才是相同的；但由于介质的不均匀性，耗散效应的存在使得品质因子 Q 在时间域上和空间域上具有不同的数值。

对小衰减，根据应力-应变关系，品质因子 Q 可表示为

$$\frac{1}{Q} = \frac{m^*}{m} = \tan\delta \cong \delta \tag{8.59}$$

式中 m^* 和 m 为相应的弹性模量 $\overline{m} = m + \mathrm{i}m^*$ 的虚部和实部，δ 称为损耗角，即为迟后于应力的相位角。当 Q 值为大值时，对应于 P 波和对应于 S 波的品质因子 Q_α 和 Q_β，可以表示为

$$\frac{1}{Q_\alpha} = \frac{2\kappa_\alpha^*}{\kappa_\alpha} = \frac{k^* + (4/3)\mu^*}{k + (4/3)\mu} = \frac{2\alpha^*}{\alpha} \tag{8.60}$$

$$\frac{1}{Q_\beta} = \frac{2\kappa_\beta^*}{\kappa_\beta} = \frac{\mu^*}{\mu} = \frac{2\beta^*}{\beta} \tag{8.61}$$

可很方便地定义体积耗散参数 Q_k 为

$$\frac{1}{Q_k} = \frac{k^*}{k} \tag{8.62}$$

通过关系式

$$\frac{1}{Q_\alpha} = \frac{N}{Q_\beta} + \frac{1-N}{Q_k} \tag{8.63}$$

可知式（8.62）可将经向和切向的耗散因子联系起来，式中 $N = (4/3)(\beta/\alpha)^2$。

通过观测知道，通常 P 波衰减比 S 波小，这意味着在地壳中体积损耗小于剪切损耗。某些研究表明，诸如晶界滑动这样的剪切机制在衰减过程中占优势，为此，假如在纯压缩中无损耗，从而从式（8.63）对于 $\lambda \cong \mu$ 以及沿着路径 $Q_\alpha \cong (9/4)Q_\beta$，有 $Q_\beta/Q_\alpha = (4/3)(\beta/\alpha)^2$。体波衰减也可由 Futterman（1962）引入的参量 t^* 来表示，t^* 定义为 Q 值倒数沿路径对时间的积分。近似且更为简洁的形式为 $t^* = T/Q$，T 为波的总走时。参数 t^*

有时也叫作衰减算子，对P波和S波分别用下标α和β来标出区别，而对品质因子Q是相同的。对于$\lambda \cong \mu$，沿路径$t_\beta^* = 4t_\alpha^*$，此时该问题就降为只有一个未知数，它是Q或者t。

到目前为止，我们所接受的密度均为实数，可能来自不完全惯性的耗散可忽略不计（Ben - Menahem和Singh，1981），引人复变密度$\tilde{\rho} = \rho + i\rho^*$，假设有$0 < \rho^*/\rho \ll 1$，则我们有

$$\frac{\mu + i\mu^*}{\rho + i\rho^*} \cong \frac{\mu}{\rho}\left[1 + i\left(\frac{\mu^*}{\mu} - \frac{\rho^*}{\rho}\right)\right] \tag{8.64}$$

以及有

$$\frac{2\kappa_\beta^*}{\kappa_\beta} = \frac{\mu^*}{\mu} - \frac{\rho^*}{\rho} \tag{8.65}$$

同样，对P波有

$$\frac{2\kappa_\alpha^*}{\kappa_\alpha} = \frac{k^* + (4/3)\mu^*}{k + (4/3)\mu} - \frac{\rho^*}{\rho} \tag{8.66}$$

后面的两个方程便可写成

$$\frac{1}{Q_\beta} = \frac{1}{Q_\mu} - \frac{1}{Q_\rho}$$

和

$$\frac{1}{Q_\alpha} = \frac{N}{Q_\mu} + \frac{1 - N}{k} - \frac{1}{Q_\rho} \tag{8.67}$$

式中

$$\frac{1}{Q_\mu} = \frac{\mu^*}{\mu} \quad 和 \quad \frac{1}{Q_\rho} = \frac{\rho^*}{\rho} \tag{8.68}$$

式（8.67）表示由于刚度、体变模量、密度的不完全所引起的总的衰减。

虽然式(8.52)～(8.54)给出了品质因子Q的物理定义，事实上，通常是采用基于式(8.5)或式(8.58)的方法对Q值进行测定。在这样的情况下，即使是简单的情况，用不同的测定方法也可能会得到不同的结果（Aki和Richards，1980）。最为重要的情况是散射影响，若没有散射，式（8.57）或（8.58）仅表示为滞

弹性衰减，但事实上，脉冲通过介质传播同时受滞弹性和散射两个方面的影响。除非对 Q 值组成采用一些模型，否则它们两者的影响无法分离。但在讨论这些问题之前，有必要对各向异性介质中的体波衰减作一简述。

§8.4 各向异性介质的衰减

可通过弹性常数虚部的引入，说明各向异性波动中的衰减，Crampin（1981）对该问题作了探讨，对该方法我们在此作一概略叙述。用复速度 $\bar{c} = c + \mathrm{i}c^*$ 替换沿 x_1 方向的平面波传播的位移方程中的波速，则有

$$u_i = a_i \exp[\mathrm{i}\omega(t - x_1/\bar{c})] \tag{8.69}$$

将其代入运动方程（7.8），得到类似于式（7.11）的本征值问题

$$(\overline{\mathbf{M}} - \rho\bar{c}^2\mathbf{I})\mathbf{a} = 0 \tag{8.70}$$

式中 $\overline{\mathbf{M}}$ 为 3×3 矩阵，其复变矩阵元为 $\bar{A}_{i1k1} = A_{i1k1} + iA^*_{i1k1}$，复变矩阵 $\overline{\mathbf{M}}$ 的结果有三个复变本征值，它们分别为三个体波 qP，qSP，qSR 的复变本征值。对每一个波，均可表述为如下方程的形式

$$\rho\bar{c}^2 = \varepsilon + \mathrm{i}\varepsilon^* \tag{8.71}$$

式中 $\bar{\varepsilon} = \varepsilon + \mathrm{i}\varepsilon^*$ 为的三个本征值之一。将式(8.71) 展开并忽略 $\varepsilon^*/\varepsilon$ 的平方项，则速度为

$$\bar{c} = (\varepsilon/\rho)^{1/2}[1 + \mathrm{i}(\varepsilon^*/\varepsilon)/2] \tag{8.72}$$

对每个波的品质因子 Q 可表示为

$$\frac{1}{Q} = \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon} \tag{8.73}$$

近似方程（7.13）描述了在完全弹性各向异性介质中镜像对称平面中的速度变化，可通过复弹性常量代替实弹性常量，将其变为滞弹性介质问题，而式（7.13）中的系数为弹性常量（7.14）的线性函数。同样，可由复变量 $\bar{c}_{ij}$ 代替实弹性常量 c_{ij}，分离实部与

虚部，可得到类似于实部方程式（7.13）的虚部方程式

$$\epsilon_{\mathrm{P}}^{*}=\operatorname{Im}(\rho\overline{V}_{\mathrm{P}}^{2})=A_{1}^{*}+A_{2}^{*}\cos2\theta+A_{3}^{*}\sin2\theta+A_{4}^{*}\cos4\theta+A_{5}^{*}\sin4\theta$$

$$\epsilon_{\mathrm{SP}}^{*}=\operatorname{Im}(\rho\overline{V}_{\mathrm{SP}}^{2})=B_{1}^{*}+B_{2}^{*}\cos4\theta+B_{3}^{*}\sin4\theta$$

$$\varphi_{\mathrm{SR}}^{*}=\operatorname{Im}(\rho\overline{V}_{\mathrm{SR}}^{2})=C_{1}^{*}+C_{2}^{*}\cos2\theta+C_{3}^{*}\sin2\theta \tag{8.74}$$

式中系数 $A_m^*,B_n^*,C_n^*(m=1,\cdots,5,;n=1,\cdots,3)$ 为虚部弹性常量 c_{ij}^* 的线性组合，它与式(7.14)中系数 A_m,B_n,C_n 所描述的实弹性常量的组合一样。

对于P波qP，品质因子 Q_{qP} 可表示为

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{qP}}}=\frac{\epsilon_{\mathrm{P}}^{*}}{\epsilon_{\mathrm{P}}}=\frac{A_{1}^{*}+A_{2}^{*}\cos2\theta+A_{3}^{*}\sin2\theta+A_{4}^{*}\cos4\theta+A_{5}^{*}\sin4\theta}{A_{1}+A_{2}\cos2\theta+A_{3}\sin2\theta+A_{4}\cos4\theta+A_{5}\sin4\theta} \tag{8.75}$$

同样也可得到准S波的品质因子 Q_{qSP} 和品质因子 Q_{qSR}。由于关系式 $A_{m-1}/A_1,B_{n-1}/B_1$ 以及 C_{n-1}/C_1 很小，品质因子的全部方程可近似以如下形式表示

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{qP}}}=\frac{A_{1}^{*}+A_{2}^{*}\cos2\theta+A_{3}^{*}\sin2\theta+A_{4}^{*}\cos4\theta+A_{5}^{*}\sin4\theta}{A_{1}}$$

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{qSP}}}=\frac{B_{1}^{*}+B_{2}^{*}\cos4\theta+B_{3}^{*}\sin4\theta}{B_{1}} \tag{8.76}$$

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{qSR}}}=\frac{C_{1}^{*}+C_{2}^{*}\cos2\theta+C_{3}^{*}\sin2\theta}{C_{1}}$$

当从径向对称的方向上测得 Q 值，则品质因子的原方程（8.76）可收缩为简化方程，与此类似，表示速度变化的原方程（7.13）可收缩为简化方程（7.15），耗散系数的简化方程为

$$\frac{1}{Q_{\mathrm{qP}}}=\frac{A_{1}^{*}+A_{2}^{*}\cos2\theta+A_{4}^{*}\cos4\theta}{A_{1}}$$

$$\frac{1}{Q_{qSP}} = \frac{B_1^* + B_2^* \cos 4\theta}{B_1} \tag{8.77}$$

$$\frac{1}{Q_{qSR}} = \frac{C_1^* + C_2^* \cos 2\theta}{C_1}$$

由式（8.76）和（8.77）可见，正如在速度中所描述的那样，品质因子也依赖于方位角，与式（7.13）和（7.15）可用于模拟速度变化一样，上述方程也可用于模拟衰减变化。无论从观测或从理论上考虑，若给定介质中衰减随方向的变化，那么就可从式（8.76）和（8.77）估计有效复弹性常量。并可对弹性常量的实部和虚部进行分离，并且可分别进行变换（Crampin，1981）。

§8.5 散射效应与尾波

近震地震图的最为显著的特征之一是随所有初至波之后出现的波的散射。对地方微震和矿山地震，其震源持续时间短至只有几分之一秒，而地震能通常在直达剪切波到达之后数秒甚至数十秒仍被记录到，因此，整个地震图被认为是初至波与散射波的组合。假如介质是均匀的，那么各类初至波就构成了整个地震图，初至波与介质不均匀性间的相互作用产生了散射波。均匀介质和非均匀介质，分别称作无扰动介质和扰动介质。介质的不均匀性可分为连续的和不连续的，对不连续不均匀介质，介质由包体组成，介质包体内部和外部均是均匀的，但其边界上是完全不连续的，因此，对单个包体的散射问题，可作为边界值问题进行公式化处理。而对具有大量包体的介质，可利用单散射问题的解，通过多次散射理论得以解决。另一个途径是摄动理论，它常用于地震学中的连续介质和不连续介质问题（Wu，1989）。

在散射现象中有三个重要的长度量：不均匀区域的线尺度 L，不均匀比例长度 a 和波长（为波数 κ 的倒数）。介质尺度 L 亦称作“移动距”，它表示介质中发生散射的距离，波长与线尺度 L 的

关系影响散射现象的特性，它们通过参数 κL 联系起来，其中 κ 为波数。不均匀比例长度 a 也称作"相关距"，它表示在散乱介质中变化的影响，在统计学研究中变得不相关的这样一个分离距离。通常，假设 a 远小于介质尺度长度 L，即 $a \ll L$。另一个重要的参数为 κa，当 $\kappa a \geqslant 1$ 时，必须考虑散射形态的影响。对于 $\kappa a \ll 1$ 时，包体的形态并不重要，此时称作瑞利散射；若 $1 < \kappa a < 10$，波在介质中的传播，其不均匀尺度与波长相仿，散射尤为强烈。当波长和障碍物具有相似大小时，即 $\kappa a \cong 1$，散射变得极其强烈，称为 Mie 散射 [Herraiz 和 Espinosa（1987）的综述]。

在摄动理论中，不均匀介质可分离为无扰动（参考）介质和扰动两个部分，假定为弱不均匀（不连续介质），通过考虑摄动作为对初至波的二次激励反应，可将散射问题转化为辐射问题。无扰动介质为均匀、各向同性的、无边界的物体。在通常的不均匀、各向同性弹性体中位移 u 的运动方程为（Aki 和 Richards，1980）

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i}(\lambda \nabla \cdot \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \tag{8.78}$$

式中 $\nabla \cdot \mathbf{u} = \partial u_j / \partial x_j$。这是矢量波方程的第 i 个向量的表达式，它描述了在给定的介质中地震波的特性。在摄动介质中，密度 ρ、拉梅常数 λ 以及 μ 可表达为

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \delta\rho, \\ \lambda &= \lambda_0 + \delta\lambda, \\ \mu &= \mu_0 + \delta\mu \end{aligned} \tag{8.79}$$

式中 ρ_0, λ_0, μ_0 为无扰动均匀介质中的密度和弹性常量，而 $\delta\rho$，$\delta\lambda$，$\delta\mu$ 则为假定其振幅远小于相应的无扰动值的振幅，且其振幅为随空间变化的函数，即有 $|\delta\rho/\rho_0|$，$|\delta\lambda/\lambda_0|$，$|\delta\mu/\mu_0| \ll 1$。

将式（8.79）代入（8.78），且将无扰动项移至等式左边而摄动项在式右边，即得到如下方程（Aki 和 Richards，1980）

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - (\lambda_0 + \mu_0) \frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu_0 \nabla^2 u_i$$

$$= \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} + (\delta\lambda + \delta\mu) \frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \delta\mu \nabla^2 u_i +$$

$$\frac{\partial(\delta\lambda)}{\partial x_i} \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial(\delta\mu)}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \tag{8.80}$$

总位移场的解 u 可认为是参考介质中的初动 $\mathbf{u}^0$ 和散射 $\mathbf{u}^1$ 之和，即

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^0 + \mathbf{u}^1 \tag{8.81}$$

对无扰介质，位移 $\mathbf{u}^0$ 的解满足方程（见式（3.21））

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i^0}{\partial t^2} - (\lambda_0 + \mu_0) \frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \mathbf{u}^0) - \mu_0 \nabla^2 u_i^0 = 0 \tag{8.82}$$

将式（8.81）代人（8.80），并从式（8.80）中消去式（8.82），且考虑到有 $|u_i'| \ll |u_i^0|$，略去高阶项，可得到 $\mathbf{u}^1$ 的如下方程

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i^1}{\partial t^2} - (\lambda_0 + \mu_0) \frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \mathbf{u}^1) - \mu_0 \nabla^2 u_i^1 = Q_i \tag{8.83}$$

式中

$$Q_i = -\delta\rho \frac{\partial^2 u_i^0}{\partial t^2} + (\delta\lambda + \delta\mu) \frac{\partial}{\partial x_i}(\nabla \cdot \mathbf{u}^0) + \delta\mu \nabla^2 u_i^0 +$$

$$\frac{\partial(\delta\lambda)}{\partial x_i} \nabla \cdot \mathbf{u}^0 + \frac{\partial(\delta\mu)}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i^0}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^0}{\partial x_i} \right) \tag{8.84}$$

式（8.83）系由式（8.84）所定义，是具有体力 Q 的均匀、无界、各向同性的弹性介质的运动方程。

到目前为止，在考虑地震波的传播过程中，我们都没有考虑体力问题。我们将在第九章中对体力进行讨论，讨论它在地震事件中对震源机制的贡献。

在 Aki 和 Richards（1980）的书中可见（8.83）的解，然而，事实上，对不均匀介质，由于有大量的参数存在，因此，通

常的确定性方法是极为困难的，而采用统计学方法则更为适宜。在新的概率方法下，只要用很小的一部分统计参数就足以描述地球的不均匀性。应用高频记录的先驱是 Aki（1969），他的注意力主要集中在地震上在所有的直达波（如 P，S 和面波）到达之后的那部分，在这里可能存在有向后散射。为了考虑散射波及其某些细节的模拟，为此，有必要引入求解波的传播的进一步方法。

地震学所研究的绝大部分信号是暂态的，即实际上它们是有限长的，如地震事件的记录。对这样的暂态信号 $f(t)$，存在傅里叶变换 $F(f)$，定义为

$$f(t) \rightarrow F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\exp(-\mathrm{i}ft)\mathrm{d}t \tag{8.85}$$

式中 t 为时间，f 为频率。这是从时间域到频率域的变换，函数 $F(f)$ 称为复变谱密度函数。可以对 $F(f)$ 通过反傅里叶变换恢复函数 $f(t)$，即

$$F(f) \rightarrow f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t)\exp(\mathrm{i}ft)\mathrm{d}f \tag{8.86}$$

反变换的核（即 $\exp(\mathrm{i}ft)$）几乎与直接傅里叶变换的核一样，后者仅是在指数上多了一个负号。时间函数 $f(t)$ 与频率函数 $F(f)$ 的相互关系通常被称为傅里叶变换偶。在某些地震学应用中，傅里叶变换符号的习惯用法并不相同，有的在直接变换中采用正的指数符号而在反变换中采用负符号。

振幅谱密度或振幅谱 $A(f)$ 定义为 $F(f)$ 的绝对值，即

$$A(f) = |F(f)| = \{(\mathrm{Re}[F(f)]^2 + (\mathrm{Im}[F(f)])^2\}^{1/2} \tag{8.87}$$

而相位谱 $\varphi(f)$ 为

$$\varphi(f) = \arctan\frac{\mathrm{Im}[F(f)]}{\mathrm{Re}[F(f)]} \tag{8.88}$$

傅里叶变换可由振幅谱和相位谱来表示

$$F(f) = A(f)\exp[\mathrm{i}\varphi(f)] \tag{8.89}$$

能量密度谱 $E(f)$ 由振幅谱的平方来定义

$$E(f) = A^2(f) \tag{8.90}$$

显然，它与相位谱 $\varphi(f)$ 无关。

在地震学应用中，通常采用角频率 $\omega = 2\pi f$ 来代替频率 f。

为了描述平稳随机过程，例如周围的地震背景噪声或散射波，我们引入功率谱密度 $P(\omega)$，它是自相关函数 $p(\tau)$ 的傅里叶变换（Aki 和 Richards，1980），定义为

$$p(\tau) = \langle(f(t)f(t+\tau)\rangle \tag{8.91}$$

式中符号 $\langle\cdot\rangle$ 表示在整个时间域上的平均，因此，功率谱密度为

$$p(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\tau)\exp(-\mathrm{i}\omega\tau)\mathrm{d}\tau \tag{8.92}$$

它与相位无关。

采用空间傅里叶变换将空间变量 x_i 变换为波数 κ_i，

$$f(x_i) \rightarrow F(\kappa_i) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x_i)\exp(-\mathrm{i}\kappa_i x_i)\mathrm{d}x_i \tag{8.93}$$

即将空间域变换为波数域，表示为单坐标的函数。包括三重变换的函数 $f(x_1,x_2,x_3)$ 可用相同的关系式来表示，若函数 $f(x_1,x_2,x_3,t)$ 描述某些传播中所感兴趣的物理变化，其四重傅里叶变换可用如下形式表示

$$F(\kappa_1,\kappa_2,\kappa_3,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x_1\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x_2\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x_3\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t f(x_1,x_2,x_3,t) \cdot \exp[-\mathrm{i}(\kappa_1 x_1 + \kappa_2 x_2 + \kappa_3 x_3 - \omega t)] \tag{8.94}$$

在近震中，初至波通过之后所记录的散射波称为尾波。若仅考虑体波，如在矿山地震学中从近震研究散射波，最初就是用于矿山地震学的目的（Aki，1969），要作区别的是 P 波的尾波与 S 波的尾波。P 波尾波是直达 P 波与 S 波震相之间的波列，而 S 波尾波为紧随直达 S 波之后。在近震记录中，常用于研究的以 S 尾波为主，尾波的开始点设定为振幅衰减变得有规则的那一个点。现在

所接受的方法，最初是由 Rautian 和 Khalturin（1978）提出的，它是从地震事件中的起始时间算起，取直达波走时的2倍作为尾波的起始点，通常称作迟后时间。若有需要，尾波起始点可取接近于直达波的到时，但应避免各初至波作用的影响，而尾波的终止点通常用一任意确定的信号与噪声之比值来确定。

在解释和模拟尾波方面已提出了许多理论：漫射理论（Aki 和 Chouet，1975）；单散射理论（Aki，1969；Aki 和 Chouet，1975；Sato，1977a）；多次散射理论（Kopnichev，1977；Gao 等，1983）；能量迁移理论（Wu，1985）；能通量理论（Frankel 和 Wennerberg，1987）。单散射与多次散射理论是基于射线理论的方法，能量迁移理论基于由初至波和散射波所带来的能量平衡，尾波的能通量模型考虑的是直达波与散射波间的能量平衡。最近，Zeng 等（1991）在描述散射波能量的积分方程中，统一给出了单散和多次散射的公式和能量迁移公式。

在 Aki（1969）的论文中，已普遍采取在地壳中或多或少均一分布的散射体的后散射波用于模拟尾波。前散射指的是散射能量沿事件初至波传播方向向前注人的过程，而与此相反的过程称为后散射。虽然散射结果还强烈地依赖于许多其他因素，但通常而言，阻抗变化，即介质密度乘于波速度变化，主要产生向后散射，而速度扰动则产生向前散射。

与强散射相反，通常在尾波研究中假定散射是很弱的。在弱散射中，摄动参数的变化较之其相应的平衡值是很小的，即是说只从初至波中损失很小一部分能量，用比值 $\Delta I/I$ 来度量，这里 ΔI 为由散射所产生的能量损失，而 I 为初至波的能量，此即为 Born 近似。该近似忽略了多次散射。虽然它不符合能量守恒定律，但仍常用于高频尾波分析之中。并且，该近似已用于各种物理问题，在单散射中，在均匀介质内部具有不连续散射，因此，若只考虑单波散射作用，要求的是弱散射，而多次散射对应于强散射。若散射极强，则有必要作为扩散过程来考虑。该理论适用

于解释在月震图上发现的极强和极长的尾波特征的散射现象。然而，这表明虽然扩散理论偶尔用于长时间的尾波模拟，但没有用于地球的尾波研究（Kopnichev，1977；Dainty 和 Toksög，1981）。

与后散射模型相关的尾波的最初观测表明，近震地震波的总持续时间与震中距无关（Soloviev，1965）。我们发现，尾波对直达路径特性不灵敏，并且不同台站对同一给定震源有相似的振幅和频率（Aki，1969）。路径的独立性意味着在尾波功率谱中震源与路径效应的分离是可能的（Aki 和 Chouet，1975），即

$$P(\omega \mid t) = S(\omega)C(\omega \mid t) \tag{8.95}$$

式中 $P(\omega \mid t)$ 为在迟后时间 t 时刻频率为 ω 的尾波功率谱，$S(\omega)$ 包括了各震源参数，$C(\omega \mid t)$ 表示地区效应，它与震源和台站间的路径无关。若在一给定地区，对所有的地震事件有公共因子 $C(\omega \mid t)$，那么考虑两个地震事件，则（8.95）式变为

$$\frac{P_1(\omega \mid t)}{P_2(\omega \mid t)} = \frac{S_1(\omega)}{S_2(\omega)} \tag{8.96}$$

即表示震源与路径效应的分离。关系式（8.95）在各个地震区中得到了进一步的证实（Aki 和 Chouet，1975；Rautian 和 Khalturin，1978；Roecker 等，1982；Pulli，1984；Phillips 等，1988；Woodgold，1990）。在尾波分析应用中，要求建立功率谱与尾波振幅的关系以及给出 $S(\omega)C(\omega \mid t)$ 的表达式，这对于产生尾波各种模型均是必须的，最近发表了若干与尾波有关的各种优秀论文（Toksöz 等，1988；Wang 和 Herrmann，1988；Frankel，1989；Wu，1989；Chouet，1990；Gao 和 Li，1990；Sato，1990）。Herraiz 和 Espinosa（1987）发表的论文，对该主题直到 1986 年的研究工作作了总结，是尾波研究中最综合性的评述。下面将给出他们在尾波模拟和分析研究中的方法与思路，并且对最新研究结果作若干修正。

§8.6 尾波产生的单散射模型

以随机不均匀性产生的速度、密度或拉梅参数对均值的偏差，来表示平均特性的介质称为随机介质。Aki 和 Chouet (1975) 导出了体波的尾波振幅公式，他们假定在不连续随机分布的不均匀性各向同性介质中，产生各向同性单散射且在无限介质中震源与接收点位于同一点。对尾波而言这是一个有效假定，因为其到达接收点远在初至 P 波或 S 波序列之后。Aki 和 Chouet (1975) 引入了单向后散射模型，他们认为体波是产生尾波的主要原因，而不必要通过面波产生，这一观点在 Aki (1969) 的初始面波模型中也得到了承认。这也是近震尾波解释工作中的一个转折点。

考虑到体波的几何扩散和滞弹性衰减，式 (8.95) 可写为

$$P(\omega \mid t) = S(\omega)t^{-2}\exp(-\omega t/Q) \qquad (8.97)$$

式中 $S(\omega)$ 汇总了初至波源与续至波源两者的效应。t 为迟后时间，而 t^{-2} 为几何扩散因子，Q 表示固有衰减和散射衰减两者的效应。这种震源与路径项的分离，使得尾波测定在地震学研究中成为了一个强有力的工具。其震源项可表示为

$$S(\omega) = |\Omega(\omega \mid r_0)|^2(8\pi r_0^4 n_v/c) \qquad (8.98)$$

这里因子 $|\Omega(\omega \mid r_0)|$ 表示震源与接收点的参考距离为 r_0 时，单个散射模型中向后散射子波的振幅谱，n_v 为单位体积的散射数，c 为波速。因此，第二个因子包括了总的散射数，并且对于一给定距离 r_0，该因子为常数。第一个因子表示在参考距离 r_0 处，离开一散射体的单个散射模型的二次散射波强度。对初始源，其关系式可表示为

$$|\Omega(\omega \mid r_0)| = M_0 |\Omega_0(\omega \mid r_0)| \qquad (8.99)$$

式中 M_0 为地震矩，它将在第九章中讨论。在空间上散射是在均匀分布的假定下，对一给定区域，$|\Omega_0(\omega \mid r_0)|$ 为常数，其震源项

$S(\omega)$ 的变化是由不同的地震事件的地震矩的不同所引起的。

现在，我们必须将功率谱与所记录的尾波振幅联系起来，尾波振幅可近似由所定义的尾波包络线的均方根表示。由包络线 $\langle f^2(t) \rangle$ 给定的平均值与功率谱的关系为（见式［(8.91)，(8.92)］

$$p(t,\tau) = \langle f(t)f(t+\tau) \rangle = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} P(\omega \mid t)\exp(\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}\omega \tag{8.100}$$

对零滞后 $(\tau = 0)$，$p(t,0) = \langle f^2(t) \rangle$，式（8.100）变为

$$\langle f^2(t) \rangle = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} P(\omega \mid t)\mathrm{d}\omega \tag{8.101}$$

对窄带通滤波信号，在一给定的频带之内，有 $P(\omega \mid t) = P$，为常量，而对其他频率则有 $P(\omega \mid t) = 0$，即

$$\langle f^2(t) \rangle = 2P(\omega \mid t)\Delta f \tag{8.102}$$

式中 Δf 为中心频率在 ω 的滤波器带宽，则尾波的均方根振幅 $A(\omega \mid t)$ 为

$$A(\omega \mid t) = [2P(\omega \mid t)\Delta f]^{1/2} \tag{8.103}$$

因此，均方振幅近似等于功率谱密度与带宽的积，若测得振幅的峰-峰值，那么它大致为信号均方根值的二倍，因此在（8.103）式的右边乘以 2。将（8.103）式代入（8.97）式，可获得关系式

$$A(\omega \mid t) = C(\omega)t^{-1}\exp(-\omega t/2Q_c) \tag{8.104}$$

式中 $C(\omega) = [2S(\omega)\Delta f]^{1/2}$，对一给定的事件和频率它为常量，通常称为尾波震源因子，并且以因子 Q_c 代替 Q 作为尾波衰减。

Aki 和 Chouet（1975）的尾波理论对震源与接收点并置时是有效的，在 S 波迟后时间二倍之后到达的尾波，该近似是可接受的。在许多情况下，有必要紧挨 S 波测定尾波，尤其是对小地震事件，此时必须考虑震源－接收点的距离。在 Sato（1977a）单散射模型中包括了这样的分离。该模型称为各向同性单散射模

型，或称为 SIS 模型。假设三维无限完全弹性介质，在其内部散射为均匀随机分布的，用平均自由路径 l 来定义该分布特征。该参数控制通过传播路径能量从初至波到散射波传递。散射降低了入射平面波因子 $\exp(-x/l)$ 的平均能通密度，这里 x 为沿传播方向的距离，若 l 大于传播距离，则不必考虑多次散射，介质特性可由常波速 c 来描述，只需考虑在短时间内从点源所产生的 S 波。

考虑震源与接收点作为扩展椭球的两个焦点，达到该扩展椭球面上，不均匀介质的总散射能量为

$$E(w \mid t) = \frac{W(\omega)}{4\pi l r^2} K\left(\frac{t}{t_s}\right)^2 \quad 对于\ t > t_s \tag{8.105}$$

式中 $W(\omega)$ 为在单位频带内源的总辐射能，r 为源与接收点的距离，t_s 为 S 波走时，对 $x = t/t_s$，函数 $K(x)$ 可表示为

$$K(x) = \left|\frac{1}{x}\ln\left(\frac{x+1}{x-1}\right)\right|^{1/2} \quad 对于\ x > 1 \tag{8.106}$$

采用尾波振幅与尾波功率谱间的关系式（8.103）以及由 Aki 和 Chouet（1975）所给出的能量密度与功率谱的关系，Pulli（1984）由式（8.105）得到如下关系式

$$A(\omega \mid t) = \frac{1}{\omega}\left|\frac{W(\omega)\Delta f}{4\pi\rho l}\right|^{1/2} \frac{K(t/t_s)}{r}\exp(-\omega t/2Q_c) \tag{8.107}$$

式中 ρ 是介质密度，等式右边乘上一个尾波衰减项 $\exp(-\omega t/2Q_c)$，这在 Sato（1977a）的原方程中是没有考虑的。这与由 Aki（1980a）所提出、其后又由 Sato（1988）所给出的单散射模型所表达的尾波衰减是相一致的。将其与路径项分离，该方程的一个简化形式是

$$A(\omega \mid t) = C(\omega) r^{-1} K(t/t_s)\exp(-\omega t/2Q_c) \tag{8.108}$$

该类型方程常用于尾波的实际分析中（Pulli，1984；Jin 和 Aki，1986；Woodgold，1990）。

尾波品质因子 Q_c 是由因子 Q_i 所描述的滞弹性衰减以及由 Q_s

表示的散射固有衰减两者组成。这可表示为（Dainty 和 Toksöz，1981）

$$\frac{1}{Q}=\frac{1}{Q_c}=\frac{1}{Q_i}+\frac{1}{Q_s} \tag{8.109}$$

式中 Q 通常为通过地震波衰减测量所获得的品质因子，由于滞弹性衰减与散射两者的物理过程均由相同的指数函数形式所描述，因此两者不能直接分离。然而，Dainty（1981）提出表达式

$$\frac{1}{Q_c}=\frac{1}{Q_i}+\frac{c}{\omega l}=\frac{1}{Q_i}+\frac{gc}{\omega} \tag{8.110}$$

用来解释所观测的 Q_c 依赖于由滞弹性衰减与散射两者所决定的频率。散射系数 g 表示介质对产生散射能力的评价。若介质包含有离散不均匀性，那么系数 g 为平均自由路径的倒数，可由通过截面散射的多次散射密度获得。散射系数亦称为混浊系数，由 Chernov（1960）定义 $g=\Delta I/IL$，式中 ΔI 为当波能 I 通过层厚为 L 引起的散射能量损耗。在给定的地区，这些因素的相对重要性决定了近震地震图的特性。小吸收强散射产生的地震图具有长的持续时间，反之，高吸收减少了散射过程，地震图具较短的持续时间。

Sato（1977b）通过 P→S 和 S→P 的变换，改进了尾波的各向同性单反射模型，并用于日本关东地区的近震记录，以估计其平均自由程（Sato，1978）。在尾波激发模拟方面的进一步改进中，引入了对非各向同性散射和非球状源辐射的考虑（Sato，1982）。该方法尤其适用于矿井中的回采工作面环境，由于它允许引入散射的不均匀分布，因此，Cichowicz 和 Green（1989）将其用于研究南非的 Western Deep Levels 金矿的散射效应。单散射模型也用于研究具有水平分层的垂直 Q 结构和不均匀性随深度变化的三维随机介质中的散射问题（Chouet，1990）。

通常，尾波的单散射模型适用于短走时，而对长走时的地震尾波的评价多次散射变得更为重要（Gao 等，1983；Sato，

1984)。然而，这些地区，单散射假设并不适用，这些地区的近震尾波具有强散射的表现（Dainty 等，1987）。

§8.7 多次散射模型

Kopnichev（1977）最早尝试解决多次散射问题，他假定介质是随机的、均匀的和各向同性的，研究面波和体波的各向同性二次、三次散射，并认为初至波与散射波具有相同的属性。

Gao 等（1983）将 Aki 和 Chouet（1975）的单散射模型拓展到二维弹性介质的多次散射情况，且该介质中通过一截面 Q 的散射为均匀分布的，其密度为 $P(\omega \mid t)$。他们计算了二次、三次和四次散射的功率谱 $P(\omega \mid t)$，计算表明，可将其分解为两个部分

$$P(\omega \mid t) = P_s(\omega \mid t) + P_m(\omega \mid t) \tag{8.111}$$

式中 $P_s(\omega \mid t)$ 和 $P_m(\omega \mid t)$ 分别为单散射和多次散射的贡献。对七阶多次散射所得到的数值结果可近似地表示为如下项

$$P_s(\omega \mid t) = \frac{n_s \sigma S(\omega)}{T} \exp\left[-\omega t\left(\frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_i}\right)\right] \tag{8.112}$$

$$P_m(\omega \mid t) = (n_s \sigma)^2 c S(\omega) \exp\left[-\omega t\left(\frac{0.74}{Q_s} + \frac{1}{Q_i}\right)\right] \tag{8.113}$$

式中 $S(\omega) = r_0 \cdot \Omega(\omega \mid r_0) |^2$ 为震源项，在参数距离 r_0 处它表示成初至波的振幅与该距离的乘积。

式（8.112）和（8.113）表明，对于短弛豫时间 t，尾波功率谱密度主要由来自单散射的贡献所形成，而随着 t 的增加，多次散射变得更为重要。另外引入两个参数 $\overline{Q} = Q/Q_s, \gamma = 2n_s \sigma r$，它们能更好地说明所描述的结果。这里 $r = ct/2$ 为广义传输距离。这两个参数对单散射和多次散射，表示对不同的 $\overline{Q}$ 值，尾波功率谱是 γ 的函数，如图 8.6 所示，它引自 Gao 等（1983）的结果。由于参数 r 依据平均自由传输时间 l/c 所表示的时间，因此可将它

作为归一化的时间，对一具有波速为 c 传播平均自由程为 l 的波，有 $\gamma = ct/l$，为此该归一化时间是有必要的。对小 $\overline{Q}$，即当散射损耗小于吸收损耗时，在多次散射之前，尾波衰减是主要的。$P_s(\omega \mid t)$ 和 $P_m(\omega \mid t)$ 曲线的相交表明，在 $\gamma = 0.8$ 左右处，多次散射开始占优势。忽略该影响就意味着有大的迟后时间，可能会过高地估计 Q_s 值 0.74。

研究尾波多次散射的另一个方法是 Wu（1985）的能量传输理论，对于具有单位能量的各向同性点源，他导出了在各向同性、随机且在统计上是均匀的介质中的地震波的归一化能量分布。他假定各向同性散射是瑞利散射的近似（散射尺寸小于或接近于波长），有

$$
\begin{aligned}
4\pi r^2 E(r) &= \eta_e P_d r \exp(-\eta_e d_0 r) + \\
&\qquad \eta_e r \int_0^1 f(\xi, B_0) \exp\left(-\frac{\eta_e r}{\xi}\right) \frac{d\xi}{\xi^2} \\
&= 4\pi r^2 (E_d + E_c)
\end{aligned}
\tag{8.114}
$$

式中 r 为震源与接收点间距离，$E(r)$ 为平均能量密度，它正比于观测点的密度，$\eta_e = \eta_a + \eta_s$ 是介质的失效系数，η_a 是介质吸收系数，它等于(8.54)式中给出的滞弹性衰减系数 χ 的2倍，η_s是散射系数，它定义为每单位事件功率能量密度，随机介质单位体积的总散射功率。而

$$
B_0 = \frac{\eta_s}{\eta_e} = \frac{\eta_s}{\eta_s + \eta_a} \tag{8.115}
$$

是介质的漫射率，P_d 定义为

$$
P_d = \frac{2d_0^2(1 - d_0^2)}{B_0(d_0^2 + B_0 - 1)} \tag{8.116}
$$

式中 d_0 是漫射倍增系数，由下面关系式所确定

$$
\frac{B_0}{2d_0} \ln \frac{1 + d_0}{1 - d_0} \tag{8.117}
$$

$f(\xi, B_0)$ 定义为

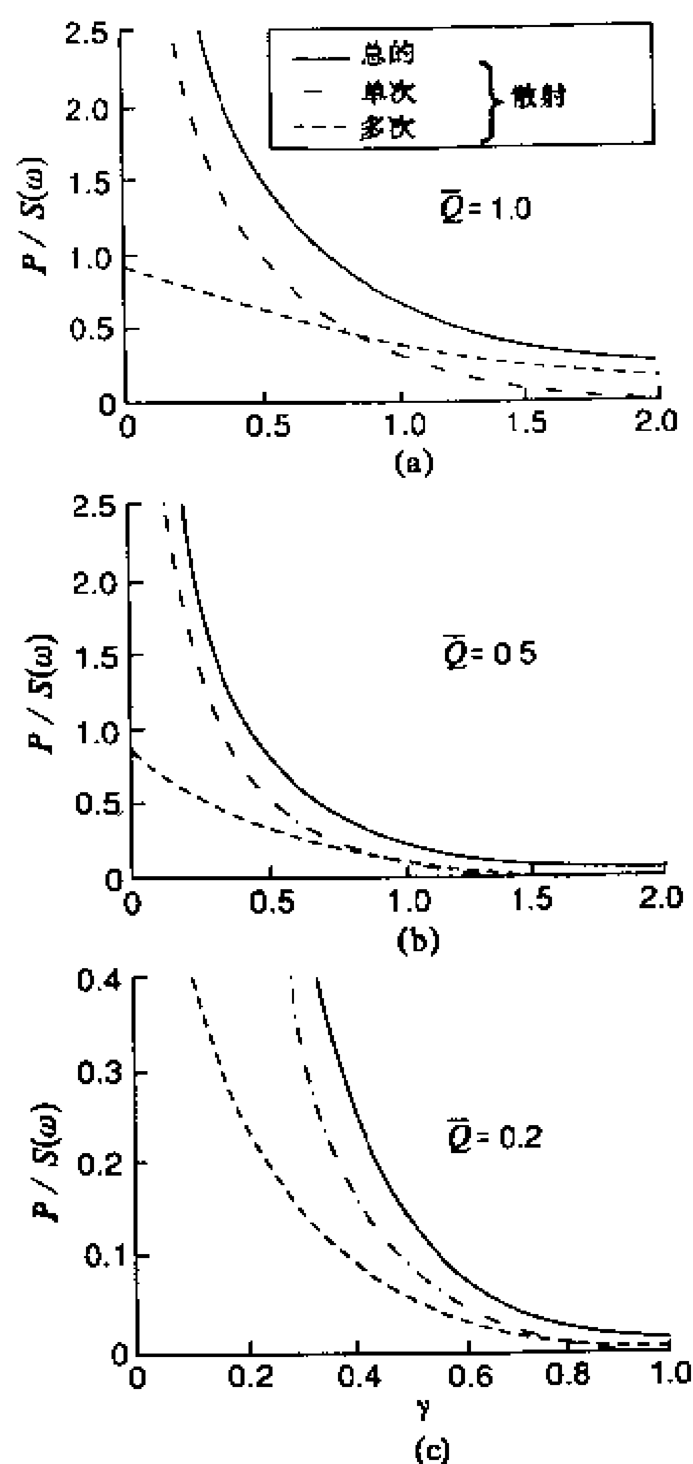


图 8.6 对于总散射、单散射、多次散射三种情况，$\bar{Q}$ 取三个值时，尾波功率谱 P 除以源因素$S(\omega)$ 的比值随 γ 的变化（Gao 等，1983，图 2）

$$f(\xi, B_0) = \left[(1 - B_0 \xi \operatorname{artanh} \xi)^2 + \left(\frac{\pi}{2} B_0 \xi \right)^2 \right]^{-1} \quad (8.118)$$

关系式（8.114）中第一项是漫射项 $4\pi r^2 E_d$，为多次散射的贡献，第二项 $4\pi r^2 E_c$ 是相干项，表示了能量密度的相干部分。

图 8.7 为归一化了的能量分布与距离的关系（Wu 和 Aki, 1988b），这里距离 D_e 是经过介质失效长度 L_e 归一化后的距离，而失效长度是失效系数 η_e 的倒数，即

$$D_e = r/L_e = \eta_e r \quad (8.119)$$

图 8.7 中的曲线形态强烈地依赖于介质的地震漫射倍增系数 B_0。对纯吸收介质，$B_0 = 0$，在半对数坐标中其能量下降呈一直线。然而，作为散射过程的一个结果，能量分布曲线变得越来越依赖地震漫射率。当介质为强不均匀且散射成为主要时，曲线是弧型的，其最大值依赖于失效系数 η_e。因此，可以从能量-距离曲线中得到 B_0

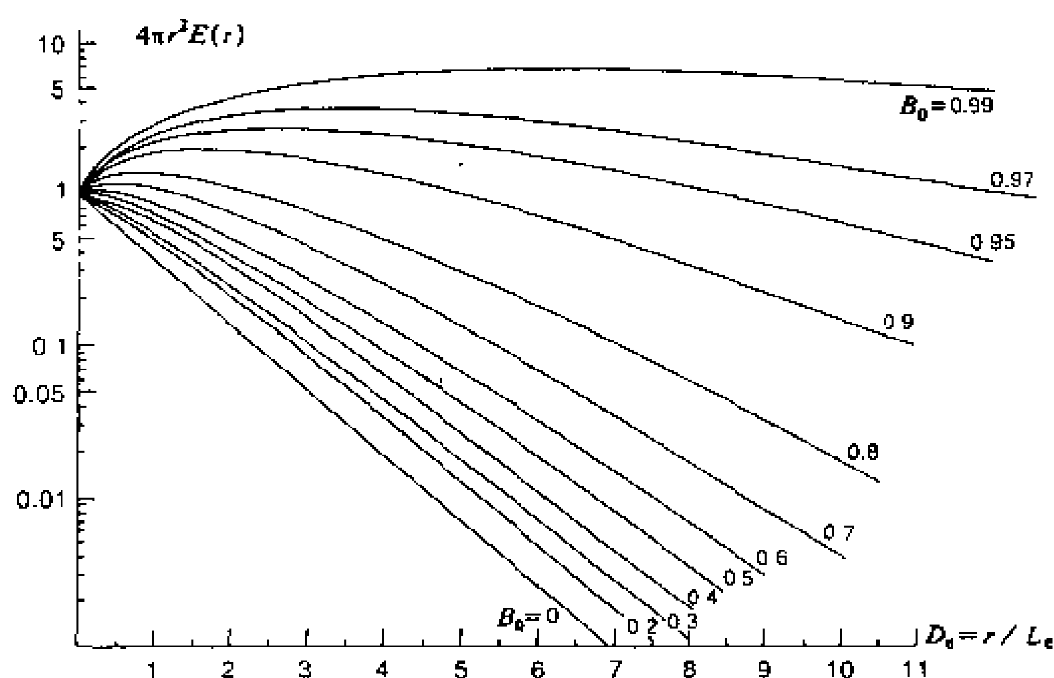


图 8.7 对于不同的地震反射率，作为归一化距离 $D_e = R/L_e$ 的函数的归一化能量 $4\pi r^2 E(r)$ 的分布（Wu 和 Aki, 1988b, 图 2）

和 η_e，同时可从固有衰减中将散射效应分离出来。该理论在兴都库什地区的近震中得到了应用（Wu 和 Aki，1988b）。

在尾波的能通量模型中（Frankel 和 Wennarberg，1987），所考虑的是直达波与尾波之间的能量平衡，而不必关心它究竟是单散射还是多次散射。能量变换原理包括了尾波能量的空间均匀分布的观测，从而在时间域里给出尾波振幅公式，且散射值与固有品质因子是明显分离的，在二维介质中的表达式为

$$A_c(t,\omega) \propto [E_0(\omega)/\pi]^{1/2}(ct)^{-1}\exp(-\omega t/2Q_i)\cdot [1-\exp(-\omega t/Q_s)]^{1/2} \tag{8.120}$$

式中 $E_0(\omega)$ 是在中心频率为 ω 所辐射的弹性能量。Aki 与 Chouet（1975）的单散射模型、Frankel 和 Wennerberg（1987）的能通量模型，它们在二维介质中理论上的尾波衰减见图 8.8。当在数值模拟中直达波测定的 Q_s 值小于 200 时，单散射模型的尾波衰减比之合成的尾波衰减要陡得多。另一方面，由能通量模型导出的尾波衰减与所有的模拟观测到的尾波衰减是相对应的。

根据尾波振幅与衰减的分析，Frankel 和 Wennerberg（1987）采用尾波的能通量模型，用以分离散射与固有品质因子。该方法尝试用于有限差分模拟的合成图，发现尾波衰减对固有衰减比之对散射衰减更为灵敏。因此，可从尾波衰减估算固有 Q_i，而散射 Q_s 可由尾波振幅与直达波振幅之比来确定。最近，Frankel（1989）阐述了应用有限差分与有限元理论，在简单和复杂的速度模型中，对地震波散射进行数值研究。

§8.8 Q 值与频率关系及向后散射系数

某些研究表明，品质因子 Q 与频率有关，通常可表示为如下形式：

$$Q(f) = qf^n \tag{8.121}$$

式中 q 为常量，在频率区间为 1～30Hz 的范围内，指数 n 的变

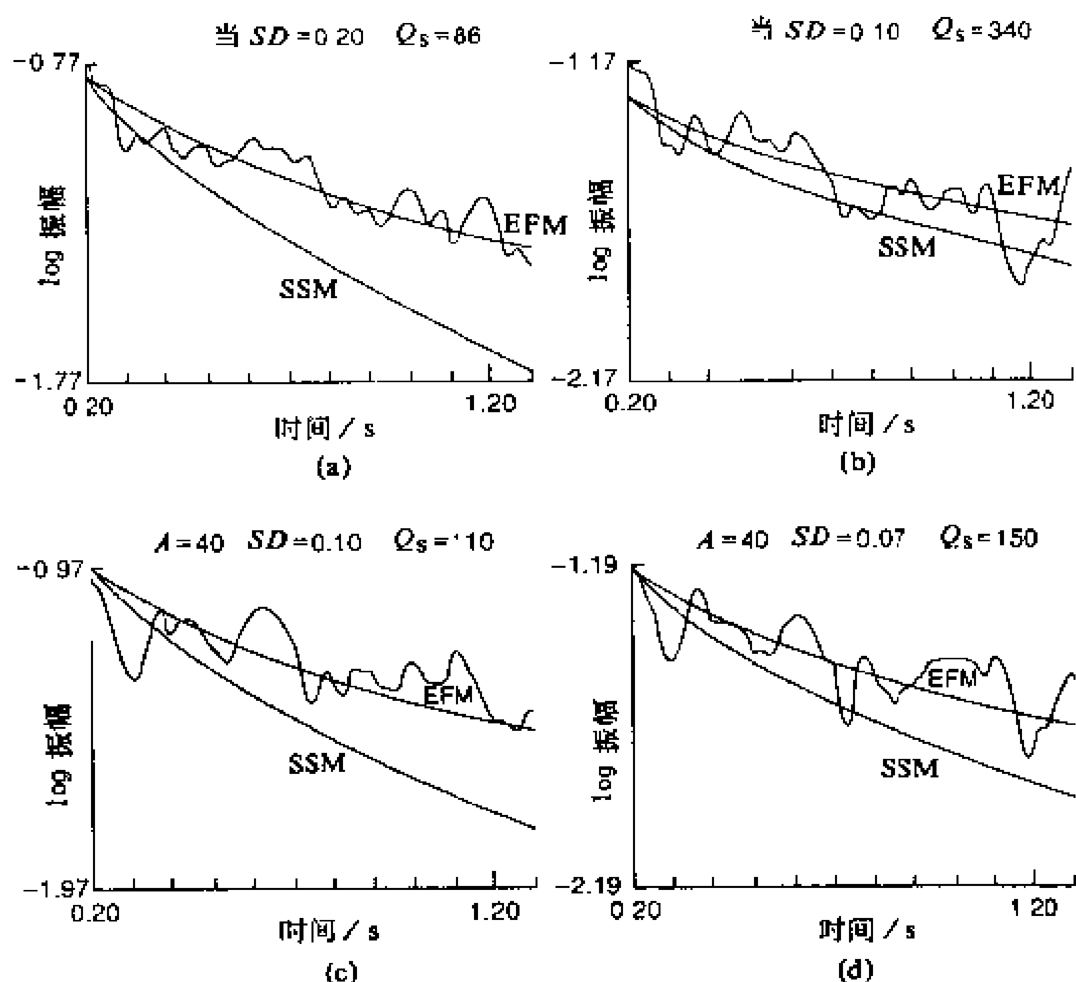


图 8.8 当震源与接收点距离为 180 m 对四种随机介质的合成地震图作出的平均尾波包络线，是超过直达波走时 2 倍的弛豫时间的函数。根据所测定的每种介质散射 Q 值，通过能量流模型（EFM）和单散射模型（SSM）计算理论衰减平滑曲线（Frankel 和 Wennerberg，1987，图 8）

化范围 0.4 ～ 1.1。Q_c 的最初估计，是由 Aki 和 Chouet（1975）对日本和加利福尼亚所作的，结果表明 Q_c 随频率增加而明显增加，而在不同的地区，1 Hz 频率的 Q_c 值有显著变化。Rautian 和 Khalturin（1978）对 Garm 地区同样观测到了 Q_c 值随频率增加而增加的现象，这里指数 $n = 0.5$。自 1978 年以来，在全球各地进行了尾波品质因子 Q_c 值多次测定（Herrmann，1980；Con-

sole 和 Rovelli，1981；Roecker 等，1982；Rodriquez 等，1983；Biswas 和 Aki，1984；Pulli，1984；Jin 等，1985；Steensma 和 Biswas，1988；Chapman 和 Rogers，1989；Kvamme 和 Havskov，1989；Woodgold，1990)。发现 q 和 n 随地区而变化，通常它们与构造特征有关。

为了研究高频 S 波的衰减，Aki (1980a) 应用了单台法并采用了直达体波和尾波以消去震源的影响。初至 S 波振幅谱可表示为

$$A_s(\omega, r) = S(\omega, \theta) r^{-1} \exp(-\omega r / 2\beta Q_\beta) \quad (8.122)$$

式中 r 为震源与接收点的距离，$S(\omega,\theta)$ 表示震源项，已包括了辐射花样的影响，即作为观测方位角 θ 的函数；β 为无扰 S 波速。根据尾波衰减观测，在 t_0 时刻，尾波振幅谱可表示为：

$$A_c(\omega \mid t_0) = S(\omega) C(\omega \mid t_0) \quad (8.123)$$

式中 $C(\omega \mid t_0)$ 是路径项，它与距离无关。因此，在给定时间 t，其比值为

$$\frac{A_s(\omega, r)}{A_c(\omega \mid t_0)} = \frac{S(\omega, \theta)}{S(\omega) r} \frac{\exp(-\omega r / 2\beta Q_\beta)}{C(\omega \mid t)} \quad (8.124)$$

对上式两边取自然对数，对许多地震事件，并在一个有限距离范围 $r \mp \Delta r$ 内，在等式左边取平均，以消除其随距离的系统偏差

$$\left\langle \ln\left(\frac{r A_s(\omega, r)}{A_c(\omega \mid t_0)} \right) \right\rangle_{r \mp \Delta r} = a - br \quad (8.125)$$

式中 a 与距离 r 无关，其中

$$b = \frac{\omega}{2\beta Q_\beta} \quad (8.126)$$

为平均对数谱比值的斜率，它与距离 r 成反比。

Aki (1980a) 将该方法用于处理日本关东地区的资料，清楚地得到了与 (8.121) 式一样的尾波 Q_β 对频率的依赖关系，指数 n 在 $0.6 \sim 0.8$ 之间。在其他一些地区，也发现了品质因子 Q_β 与 Q_c 的相似一致性 (Roecker 等，1982；Del Pezzo 等，1985；Re-

bollar 等，1985)。这些结果有力地支持了尾波是由S波到S波的向后散射波所组成这一假说（Aki，1980b)。进一步的观测表明 Q_β 表现的对频率的依赖关系，尤其是频率范围在 1～30 Hz 之间（Console 和 Rovelli，1981；Frankel，1982；Roecker 等，1982；Rovelli，1983)。人们发现在该频率范围，频率指数 n 在 0.5～0.9 之间。在低频（低于 0.5 Hz）端，Q_β 估算值几乎是基于面波的。Aki（1980a）对不同方法及不同著者的 $1/Q_\beta$ 估算值进行了综合，同时估算 $1/Q_\beta$ 在 0.5 Hz 左右有一个峰值，在其两侧下降。Sato（1982）在理论研究中也考虑了该峰值。由给定模型所描述的 Q 值对频率依赖关系曲线与观测结果的吻合，对于解释衰减与散射现象的模型质量是一个决定性检验。

对于解释 Q_β 与频率的关系已提出了一系列的衰减机制。Aki（1980a）和 Sato（1984）对此作了中肯评述。目前似乎还没有一个模型能比在弹性介质中随机分布不均匀性所产生的散射能更好地解释在地震记录中的S波尾波现象（Sato，1990)。

介质的不均匀性通常由散射系数 g 来估计，g 参数在测定散射强度的（8.110）式中所引人。它是平均自由程的倒数，其量纲是长度的倒数。系数 g 是散射系数 $g(\theta)$ 对角度 θ 的微分的平均，θ 角可通过初至波的入射方向测得($\theta < \frac{\pi}{2}$ 表示向前方向)。系数 $g(\theta)$ 定义为 θ 乘以初至波在辐射方向 θ 的单位立体角内和每单位走距上的散射的能量损耗。对各向同性散射，$g(\theta) = g$。向后散射系数 g_π 为 $\theta = \pi$ 的 $g(\theta)$。实际上，此时 $g(\theta)$ 表示 4π 乘以初至波沿 θ 角方向传播，以 θ 为中心在一个单位立体角内每 1 km 向后散射的能量损耗（Herraiz 和 Espinosa，1987)。

对单向后散射模型，Aki（1981b）用以下公式将尾波功率谱 $P(\omega \mid t)$ 与向后散射系数 g_π 联系起来

$$P(\omega \mid t_0) = \frac{\beta}{2} g_\pi(\omega) \mid S(\omega) \mid^2 \left(\frac{\beta t}{2} \right)^{-2} \exp(-\omega t / Q_c) \tag{8.127}$$

由上式可得到如下公式，从而计算向后散射系数

$$\exp(a)=\frac{(\Delta f)^{1/2}\beta t_0}{2(\beta g_\pi)^{1/2}}\exp(\omega t_0/2Q_c) \qquad (8.128)$$

式中每个频率带 Δf 内的指数 a 可通过对不同距离的振幅比 A_s/A_c 的自然对数(S到尾波)线性拟合获得,并且由分析尾波来估算 Q_c。该方法需若干个地震事件以得到 g_π 的平均值。Aki（1980a，1980b）在日本的堂平和筑波地区发现频率为 1.5 Hz 时，$g_\pi=0.02\ km^{-1}$ 。这就是说若在所有的方位角 θ,$g(\theta)=g_\pi$,频率为 1.5～3Hz 的 S 波每传播 1 km，由散射引起的能量损耗为 2%。该值与 Sato（1978）在相同地区所得到的结果是一致的，他发现，对频率为 1～30Hz 范围，g 值为 0.006～0.04 km^{-1} 间。

上述方法仅提供了一个平均的 g_π 系数,它是由向后散射能量损耗表示不均匀性的一个间接的估算。为了研究波速和介质弹性参数的不均匀性影响，有必要对方位角 θ 的所有值进行求值 $g(\theta)$。为此目的，就得采用更详细的统计模型（Wu，1982；Sato，1982；1990；Herraiz 和 Espinosa，1987）。

最近，Wennerberg 和 Frankel（1989）指出，在论文中有关地壳中频率为 1 Hz 以上随频率的衰减关系出现混淆。Dainty（1981）假定地壳滞弹性 Q 与频率无关,而散射 Q 与频率成正比关系。这些假说通常是用于解释尾波 Q 值的测定，而它们随频率的变化支持散射效应。进一步的有关滞弹性不依赖于频率的假定是难以说清楚的。而另一方面，正如 Frankel 和 Clayton（1986）采用数值方法所证明的那样，散射可能与频率无关，Wennerberg 和 Frankel（1989）指出，滞弹性理论与散射衰减理论基本是平行发展的。同时注意到，Q 值与频率的关系可能与介质的物理特性尺度的分布有关,就像散射 Q 与频率的关系是与散射体尺寸大小分布有关一样,滞弹性 Q 与频率的关系是与弛豫时间的分布有关的。因此,没有其他信息或假定,单单是靠 Q 值与频率关系的地

震观测，是不能够从散射效应中分辨出能量损耗的。

当一个地震脉冲沿不均匀弹性介质或滞弹性介质传播时，在波场中其能量损耗有几个方面原因，如散射、热能以及非弹性情况。因此脉冲变宽和振幅随距离下降，比之仅仅作为几何扩散的结果要更明显快（Sato，图8.9，1984）。脉冲衰减，既可采用能量损耗，亦可采用介质不均匀性模型来作一个相同描述，因此，没有另外的假定，散射就不能够与滞弹性衰减分开（Wennerberg 和 Frankel，1989）。

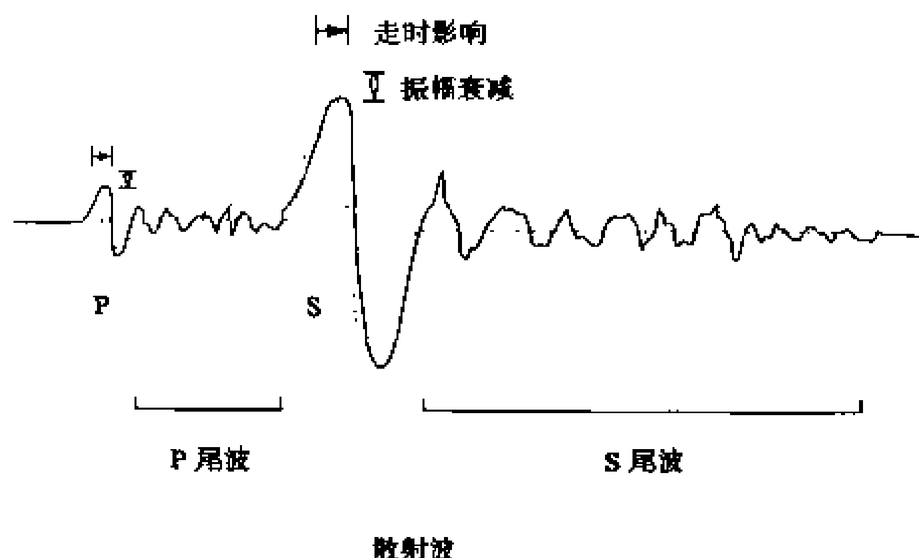


图 8.9　均匀介质（点线）和不均匀介质（实线）的地震图例（Sato，1984，图 8.9）

§8.9　品质因子 Q 的计算方法

尽管在前面的章节中，对短周期地震记录中的品质因子 Q 的若干种计算方法有一定的描述，而在这里，我们还将对这些方法和其他的一些方法作系统的介绍。可从位移谱中低频的直达 P 波和 S 波估算衰减，这里我们要假定在比拐角频率还低的低频段，即常量谱水平值仅仅是由于传播路径的衰减所引起的。当人

们在早先没有获得直达 P，S 波的频率效应之前，通常假设 Q 值与频率无关，此时，振幅谱 $A(f)$ 可表示为

$$A(f) = A_0(f)t^{-1}\exp(-\pi ft/Q) \qquad (8.129)$$

式中 $A_0(f)$ 为震源谱，t 为走时，f 为频率。将上式两边取对数，此时震源因子成为一常量，关系式变为

$$\ln[tA(f)] = \ln A_0 - \pi ft/Q \qquad (8.130)$$

该式所描述的与频率的函数关系为一直线，从而可通过最小二乘法得到最佳拟合直线。若想得到 Q 的平均值，可通过对若干个地震事件记录来得到。虽然该方法是最简单的一种求解法，但其应用通常是很困难的。这是因为一般而言，在活动构造区或在矿井中的岩体不均匀性将导致结果的不稳定性。

谱比值法，即根据对同一事件的两个不同台站的记录信号谱的比值的方法，用直达 P 波或 S 波来确定的 Q 值，这可能是应用得最为广泛的方法（Rebollar，1984；Campillo 等，1985；Fletcher 等，1986；Chael，1987；Blakeslee 等，1989；Kvamme 和 Havskov，1989）。台站 1 的体波波群的谱可写为（Kvamme 和 Havskov，1989）

$$A_1(f) = S(f,\theta_1)t_1^{-1}\exp(-\pi ft_1/Q)I_1(f)C(f,\theta_1) \qquad (8.131)$$

式中 t_1 为从发震时刻起测定的走时，θ_1 为相对于台站的直达路径的方位角，$I_1(f)$ 为仪器反应谱，$C_1(f,\theta_1)$ 为地区场地效应的校正。考虑相同事件在台站 2 的另一个记录，同时将两个记录的谱相比，可得到以下关系式

$$\frac{A_2(f)}{A_1(f)} = C(f)\left(\frac{t_1}{t_2}\right)\exp[-\pi(t_2 - t_1)f/Q] \qquad (8.132)$$

另一个假定是两台站的方位角近似相等，并且 $C(f)$ 表示仪器响应和场地效应的校正值，那么品质因子 Q 无论是它与频率无关还是有关均可进行计算。将（8.132）式两边取自然对数，即得到

$$\ln[t_2A_2(f)/t_1A_1(f)] = \ln C(f) - \pi(t_2 - t_1)f/Q \qquad (8.133)$$

式中若两台站的场地效应是相同的，则 $C(f)$ 近似为零，若品质因子 Q 与频率无关，则式(8.133)再次成为斜率与 Q 有关的一条直线方程。另一方面，由 $Q = qf^{n}$ 导出的（8.133）式的指数形式，这也与谱比值观测值相吻合。

Blakeslee 等（1989）提出了在活动断裂带内测定地震衰减的重要技术。该技术采用一对台站和一对地震事件，通过波在断层带内传播相应的独立衰减，推导其谱比值。该经验方法消去了通常的震源、传播、仪器及近地表场地效应的影响，在采矿应用中具有很高的使用价值。直达体波观测谱 $A(f)$ 可描述为与式（8.131）稍有不同的形式

$$A(f) = S(f)P(f)F(f)R(f)I(f) \tag{8.134}$$

这里，传播路径被分成三个不同的部分，每一部分均有其自身的滤波效应，它们是：围岩路径 $P(f)$，断层带 $F(f)$，场地效应 $R(f)$。图 8.10（Blakeslee 等，1989）给出了包括两个台站和两个地震的一维几何图形。在该图中，两地震 EQ_a 和 EQ_b，与两台站 ST_1 和 ST_2 在一条直线上，它们之间将产生如下四个谱

$$\begin{aligned} A_{1b} &= S_b P_1 F_1 F_x R_1 I_1 \\ A_{2a} &= S_a P_2 F_2 F_x R_2 I_2 \\ A_{1a} &= S_a P_1 F_1 R_1 I_1 \\ A_{2b} &= S_b P_2 F_2 R_2 I_2 \end{aligned} \tag{8.135}$$

这四个谱的结合可得到

$$\frac{A_{1b}}{A_{1a}} \frac{A_{2a}}{A_{2b}} = \frac{S_b F_x}{S_a} \frac{S_a F_x}{S_b} = F_x^2 \tag{8.136}$$

因此，断层带衰减可明显地从围岩和近场损耗中分离出来。正如谱比值标准方法所作的那样，采用类似的方法可确定断层带内的品质因子 Q_F，所描述的关系式为

$$\ln[A_{1b}A_{2a}/A_{1a}A_{2b}] = 常数 - \pi fd/cQ_F \tag{8.137}$$

式中 d 为由分开的两地震所引起的传播距离之差，c 既可是断层

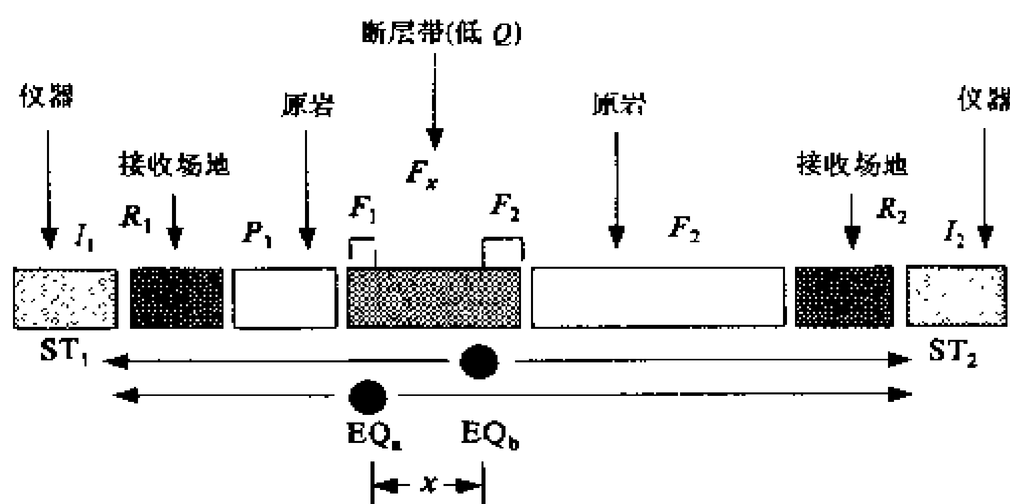


图 8.10 震源与台站的一维分布图，它们被有滤波效应的断层带隔离（Blakeslee 等，1989，图 2）

带内的 P 波波速，亦可是 S 波波速。

另一个研究衰减的方法是依据加速度谱。从对加利福尼亚地震的加速度图研究中，Anderson 和 Hough（1984）以及 Hough 等（1988）发现高频加速度谱的渐近线是典型的指数衰减，描述为

$$A(f,r) = A_0\exp(-\pi\chi f) \tag{8.138}$$

式中 χ 为谱衰减参数，它表示了来自作用于 Q 的与频率无关部分的影响（Hough 等，1989），即

$$\chi(r) = \int \frac{\mathrm{d}r}{Q_i c} \tag{8.139}$$

式中 r 为距离，Q_i 为与频率无关的衰减部分，c 为波速。而(8.138)式中的因子 A_0 包括了震源、几何扩散、与频率有关的衰减效应，即

$$A_0 = S(f)\frac{1}{r}\exp(-\pi r/qc) \tag{8.140}$$

式中 $S(f)$ 为震源加速度谱，$Q_d = qf$ 为总的 Q_t 中与频率有关的部分，总 Q_t 可由下式定义

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_d} \tag{8.141}$$

它表明在拐角频率以上，源加速度谱对频率的变化是平坦的。在这里，取指数 $n=1$ 是基于这样一个事实，在一个有限的频带上，Q 值对频率的依赖关系可通过一个 0 与 1 之间的小的幂指数来进行参数化，亦可通过对 Q_t 和 q 的适当选取来进行参数化（Hough 等，1988）。

采用最小二乘回归法来拟合谱对数的指数衰减，而该谱位于选定的拐角频率与噪声频率之间。通过对各个距离上得到的一系列谱的回归，可提供对 $\chi(r)$ 和 $A(0,r)$ 的估算，它们是震源距、场地和震源特征的函数（Hough 等，1988）。从有限截断的线性近似中可以看到，谱衰减参数 $\chi(r)$ 增长缓慢

$$\chi(r) = \chi_0 + mr \tag{8.142}$$

这里，假定截断系数 χ_0 表示在风化层中衰减所引起的场地效应，m 为描述在地震波的横向传播过程中全路径衰减的一个区域效应，(8.142) 式表示由测定的斜率 m 随距离谱衰减缓慢增加（Anderson 和 Hough，1984）。而式（8.138）的外延截断 $A(0,r)=A_0$ 依赖于震源的大小。为了避免在震源大小校正方面的不确定性，常用的方法是研究一簇具有相似震级的地震，并假定它们的高频水平幅值是相同的。

也可在时域里对直达 P 波的衰减进行测定，虽然其精度似乎比之在频率域里要低。图 8.11（O'Neill，1984）给出了在时域里位移和速度脉冲形态的衰减效应的实例，衰减算子为 $t^*=0$ 和 $t^*=0.06$ s，计算其脉冲。从衰减地震图所计算的初始脉冲宽度，与忽略衰减效应时所获得的脉冲宽度有明显的不同。用脉冲宽度 τ_D 和脉冲上升时间 τ_R 这两个参数可作为衰减的量度。图 8.12（Hanksson 等，1987，并作了修正）给出了其定义，同时也表明了它们对走时的依赖关系。为了从 P 波宽度计算品质因子 Q_α，可采用下式（Ohtake，1987）

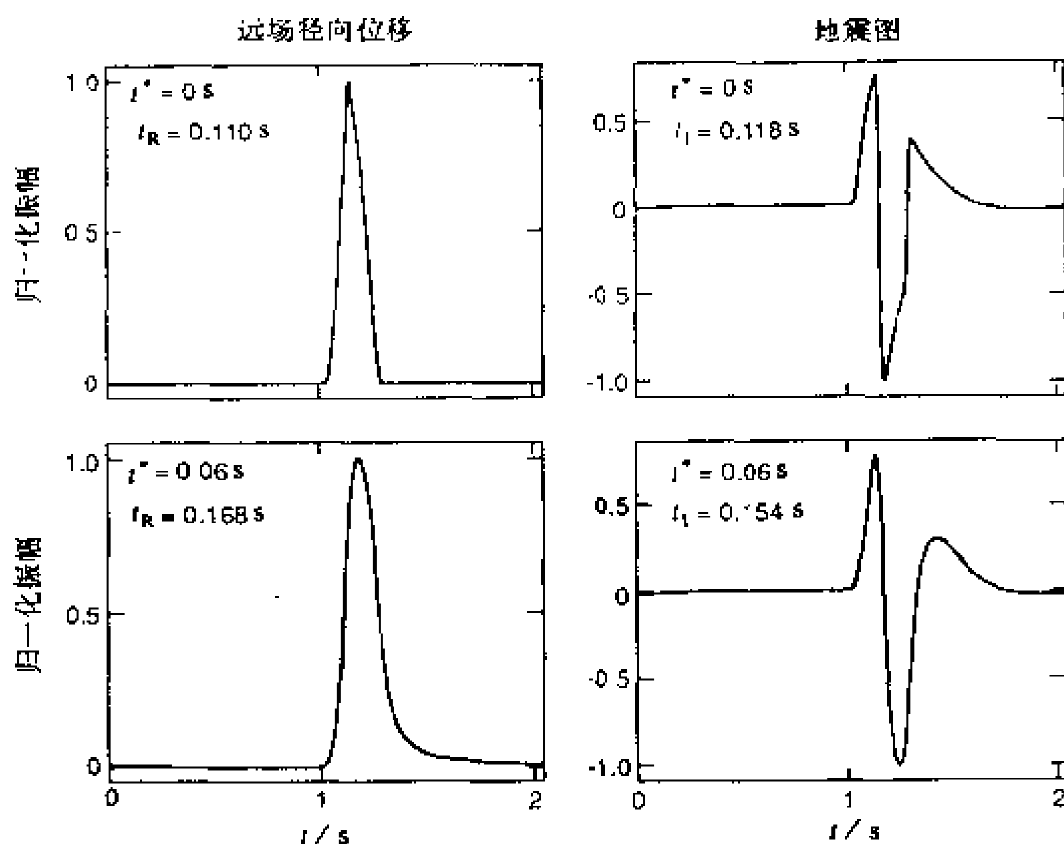


图 8.11 位移脉冲及其相应的短周期地震图的衰减效应，从 Sato 和 Hirasawa (1973) 震源模型计算得到，衰减算子 t^* 为 0 和 0.06 s，上开时间用符号 t_R 表示，初始脉冲宽度由 t_1 表示 (O'Neill, 1984, 图 1)

$$\tau_D = \tau_i + Ct/Q_\alpha \tag{8.143}$$

式中 τ_i 为初始脉冲宽度，C 为常量(一般假定它等于 1)，t 为走时。也有一个类似的方法 (Kjartansson, 1979)，可从脉冲上升时间确定 Q_α

$$\tau_R = \tau_0 + Ct/Q_\alpha \tag{8.144}$$

式中 τ_0 为在震源处脉冲上升的时间，t 为走时，当 Q_α 大于 20 时，取 $C = 0.485$。

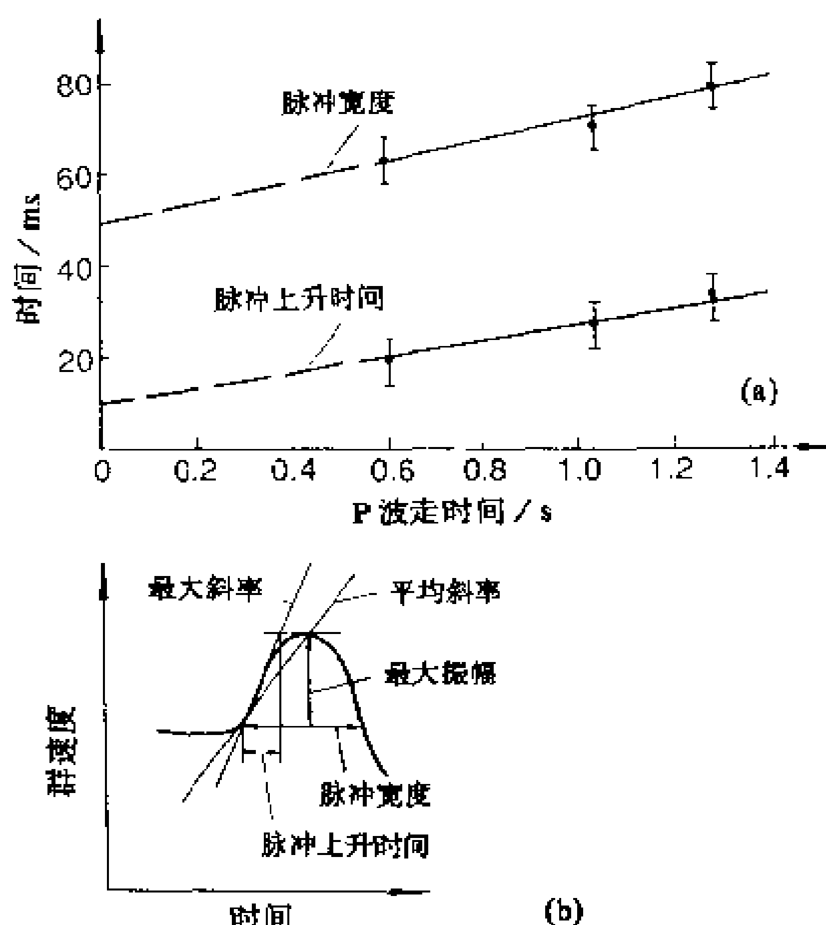


图 8.12 作为走时函数的（a）P 波脉冲宽度和上升时间；（b）最大斜率、平均斜率、脉冲宽度和脉冲上升时间的定义示意图（Haudsson 等，1987，图 14）

由尾波方法所推导的 S 波的品质因子，可能是最稳定的衰减估计方法。最简单的方法是假设尾波为 S 波到从均匀分布的随机不均匀性中产生的 S 单散射波。在实际中最常用的尾波 Q_c 计算的三种方法是：Aki 和 Chouet（1975）的向后散射模型、Sato（1977a）在时间域内的单散射模型以及在频率域内的单散射模型（Phillips 和 Aki 和 1986；Lee 等，1986）。Valdés 和 Novelo-Casanova（1989）对此作了详细的描述，在此我们只作简要的叙述。

与时间有关的尾波均方根（rms）位移振幅 $A(f,t)$ 在一个

窄带通滤波地震图上可表示为(Aki 和 Chouet,1975)

$$A(f,t) = C(f)t^{-1}\exp[-\pi ft/Q_c(f)] \quad (8.145)$$

式中 $C(f)$ 为尾波震源因子,t 为迟后时间,Q_c 为尾波品质因子,它包括了固有的吸收和散射效应。将 (8.145) 式取自然对数,并对其进行移项可得到如下公式:

$$\ln[A(f,t)t] = \ln[C(f)] - [\pi f/Q_c(f)]t \quad (8.146)$$

该式表明,其时间函数为一直线,其斜率与 Q_c^{-1} 成比例关系,且可通过对(8.146) 式最小二乘法求解而得到。为了求得 Q_c 与频率的关系,地震图上带通滤波应用在滤波信号 $A(f_m,t)$ 的不同的中心频率 f_m、低频($f_m - f_m/3$) 和及高频截断($f_m + f_m/3$),这样可通过滑动窗来计算 $A(f_m,t)$ 的均方根 (rms) 振幅,即

$$A(f_m,T_n) = \left[\sum_i A_i^2/(l+1)\right]^{1/2} \quad (8.147)$$

式中 T_n 为第 n 个窗中的中心时间,l 为窗中的数据点个数(Valdés和 Novelo-Casanova, 1989)。

当震源与接收点不重叠时,则必须考虑震源与接收点的距离 r (Sato, 1977a),此时 rms 尾波振幅表示为

$$A(f,r\mid t) = C(f)K(r,x)\exp[-\pi ft/Q_c(f)] \quad (8.148)$$

式中 $x = t/t_s$,t_s为S波迟后时间,$K(r,x) = (1/r)\{(1/x)\ln[(x+1)/(x-1)]\}^{1/2}$,其他的符号与 (8.145) 式相同。将 (8.148) 式取自然对数且对各项作重新排列,可得到

$$\ln[A(f,r\mid t)/K(r,x)] = \ln[C(f)] - [\pi f/Q_c(f)]t \quad (8.149)$$

对窄带通滤波地震图,$C(f)$ 为常量,而 $Q_c(f)$ 可用在并置震源与接收点时所描述的相同的精确方法中所应用的技术来确定。

尾波位移振幅的功率谱可表示为 (Aki 和 Chouet, 1975)

$$P(f,t) = C(f)t^{-2}\exp[-2\pi ft/Q_c(f)] \quad (8.150)$$

因子 t^{-2} 等价于 Sato (1977a) 的几何扩散 $K(x) = (1/x)[\ln(x+1)/(x-1)]$。因此,式 (8.150) 可表示为 (Phillips 和 Aki,

1986；Lee 等，1986）

$$P(f,t)=C(f)K(x)\exp[-2\pi ft/Q_c(f)] \quad (8.151)$$

取自然对数并移项，再一次得

$$\ln[P(f,t)/K(x)]=\ln[C(f)]-[2\pi f/Q_c(f)]t \quad (8.152)$$

在这种情况下，直接用紧跟 S 波之后的尾波进行测定。式（8.151）中的功率谱 $P(f,t)$，可通过叠加窗的移动快速傅里叶变换（FFTs）来求值（Lee 等，1986），它以选定长度的滑动窗，沿尾波以一定的秒长移动，步长通常取窗长的一半。在每一步长，均对时间窗内的数据进行直接 FFT 采样，数目等于被采样间隔分开的窗长内的数据数目。该方法提供了谱的一个平滑估算，滑动窗的中心点是时间的函数。在所选择的频带上对每一中心时间的傅里叶谱进行平均。对每一频带用最小二乘法很容易可求得（8.152）式中的斜率，最后给出作为频率函数 Q_c 的计算值。

尾波的性质允许将震源、路径和场地效应作分离。式（8.150）中的因子 $C(f)$ 主要包括了震源因子，同样也包括了接收点的场地反应因子。可以假定 $C(f)$ 表示为（Phillips 和 Aki，1986；Chapman 和 Rogers，1989）

$$C(f)=|S(f)|^2|T(f)|^2 \quad (8.153)$$

式中 $S(f)$ 为震源因子，它对一特定的地震，所有台站记录是共同的，而 $T(t)$ 为场地响应。考虑 m 个台站的台网所记录的几个地震，则式（8.153）可写为下式（Phillips 和 Aki，1986）

$$\frac{1}{2}\ln[P_{ij}(f,t)t^2]=a_i+b_j+ct \quad (8.154)$$

式中 $P_{ij}(f,t)$ 为第 i 个地震，第 j 个台站所观测的在频率为 f、迟后时间为 t 处的尾波功率谱密度，对第 i 个震源 $a_i=\ln|S_i(f)|$，而对第 j 个场地 $b_j=\ln|T_j(f)|$，$c=-\pi f/Q_c$。当对所有的震源、所有的场地、在 k 个迟后时间功率谱密度测定值是合理时，那么最

多有 mnk 个线性方程求解 $n+m+1$ 个未知数。由于对每一个 a_i 可加一任意常量，而每一个 b_j 可减任一常量，因此对震源项和场地项不能够唯一测定。因此，在任何条件下，通常设定台网场地项的平均值为零，采用多元线性回归方法，求解问题归结为求解系数 a、b 和衰减参数 c 的相对值（Chapman 和 Rogers，1989）。

在矿井中，衰减测定技术还不是一个常用技术，已发表的成果也寥寥无几，但它在活动性回采区中监测岩体空间和时间的不均匀性变化方面，是具有很高潜在能力的使用工具。Gibowicz 和 Green（1989）发表了在南非做的矿山地震的 Q_c 值计算及地震尾波特性的一个引人注目的研究。单散射模型用于离散随机介质中散射波平均能量密度随时间变化分析。最初由 Sato（1977a，1982）提出的平均能量密度模型用于球形辐射和各向同性介质中的散射，现已得到了改进，应用于被约束在一特定的体积内的介质散射，其平均自由程比之震源与接收点之间距离要短。对直接发生在开拓面前沿的微振动的尾波分析，提供出对回采诱发破碎带大小的估计。发现岩体中包含较大的破碎体，这就是散射源，它距回采工作面约为 15～20 m。发现回采破碎带内 Q_α 和 Q_β 值比之带外的值要小约 5 倍，同时也估算了其散射体的直径小于 3.5 m。Gibowicz 等（1988）还利用尾波的偏振特性估计近源散射体积。通过 P 波尾波的分析我们可以认为，包围源的散射体积可以由半径近似为 35 m 的球体来表示。

第九章 矿山地震的震源机制

地震指的是在某些经历变形的封闭地区内能量的突然释放。当该地区发生形变时，在岩体中能量以弹性应变的形式得到存储，一直到应变超过岩石的强度为止，此时发生破裂或断裂，断层的两侧相对回弹达到一个新的平衡位置，将以热、岩石的破裂以及产生地震波这些形式释放能量。这就是地震直接产生的弹性回弹理论阐述，它最早由 Reid（1911），正式提出来。他是在研究了 1906 年旧金山地震前后圣·安德烈斯断层的大地测量资料之后提出来的，这一理论得到了广泛的接受。

若地震是由断裂作用引起的，那么断层的方向应与作用在地球内部的应力有关，正是该应力导致了破裂。另一方面，通过对地震发生的地震波记录的分析来确定发震断层的方位是有可能的。这就是地震震源机制的研究范畴。

到目前为止，我们还没有发现矿山地震与天然地震间存在什么系统的差异。因此，人们所发现的有关地震机制的绝大多数机理均可用于矿山地震（Gibowicz，1984；McGarr，1984）。大的矿山地震的研究进一步确定了这些地震事件是由于岩体内断层面的剪切破裂所引起的（McGarr，1971；Spottiswoode 和 McGarr，1975；Gay 和 Ortlepp，1979；McGarr 等，1979）。发生在采矿工作面的小地震事件也往往是剪切破裂事件，但有的时候也并不一定是剪切破裂（Potgieter 和 Roering，1984；Spottiswoode，1984）。

描述震源方面的通常方法是采用一个等效力模型来作为震源的近似，该模型忽略了震源区的非线性影响而与其线性波动方程相对应（Geller，1976；Aki 和 Richards，1980；Ben - Menahem

和 Singh，1981；Kennett，1983；Bullen 和 Bolt，1985）。力作用在给定点上所产生的位移与真实力作用于震源处所产生的位移一致，这样的力被定义为等效力。

震源的基本力学表达是具有空间尺度为 L 和持续时间为 L/c 的一闭合地区，这里 c 为破裂速度。当震源一接收点的距离 $r \gg L$ 以及所观测的地震波波长 l 相对较长（$l/L \gg 1$），那么该震源区就可被考虑作为一个点，在这个点上存在力与力矩系统的平衡。

震源理论在震源机制研究中极为重要，震源处运动方向的确定方法已经历了 60 余年的发展历史，仅在最近的数十年里，随着地震学研究的创立，采用力偶模式使得震源获得最佳的描述。根据 P 波和 S 波的辐射花样的实际观测和理论，力偶模型得到了人们的普遍承认。地震波的分析变为取决于对由一集中力激发的介质的弹性波动方程的求解。1849 年 Stokes 求解了该问题，1903 年 Love 将它拓展为一对作用方向相反的力或力偶，以及它们的混合，来求出它们的解答。通过引入地震矩张量的概念（Gilbert，1970），可将这些震源用一种统一的方法进行分析，作为一阶近似，它可完整地描述一般点源的等价力问题（Aki 和 Richards，1980；Ben - Menahem 和 Singh，1981；Kennett，1983；Jost 和 Herrmann，1989）。

本章中，均匀介质点源的基本理论主要引用几乎为学生必读的 Pujol 和 Herrmann（1990）书中的内容，它包括了从单力情况直至通用的矩张量的内容。同时也考虑了在采矿中所引入的双力偶和非双力偶震源的机制。对震源机制的计算方法作了一定程度的描述，对地震矩张量的一般特性及其确定方法也作了描述，以下几节内容为 Jost 和 Herrmann（1989）的教科书的内容。

§9.1 均匀介质中的单力

式（3.21）中，在各向同性、无界、均匀的弹性介质中，由

外部体力 $f(\mathbf{x},t)$ 所产生的位移 $u(\mathbf{x},t)$ 在 x_i 上的分量满足如下方程（Aki 和 Richards，1980）

$$\rho \ddot{u}_i = f_i + (\lambda + \mu) u_{j,ji} + \mu u_{i,jj} \tag{9.1}$$

式中“字符”上面的点用于表示对时间的偏微分（如 $\ddot{u}_i = \partial^2 u_i / \partial t^2$），“逗号”及后边的下标 i 和 j 分别表示对 x_i 和 x_j 的偏微分（如 $u_{i,j} = \partial u_i / \partial x_j$），采用重复的下标表示求和（$u_{i,ji} = \sum_i u_{i,ji}$——译注）。当体力 f 集中在 ξ 点，且作用在 x_j 的方向上，作用时间函数为 $F(t)$ 时，则可表示为

$$f_i(\mathbf{x},t) = F(t)\delta(\mathbf{x} - \xi)\delta_{ij} \tag{9.2}$$

式中 $\delta(\mathbf{x} - \xi)$ 为三维 δ 函数；当 $i = j$ 时有 $\delta_{ij} = 1$，而当 $i \neq j$ 时，有 $\delta_{ij} = 0$。由式(9.2) 所定义的力叫作单力或称为集中力。

在地震扰动理论中，现今的方法采用了函数 $\delta(t)$（也称为狄拉克函数或脉冲）和与之相关的 Heaviside 阶梯函数 $H(t)$。δ 函数被认为是作为一矩形的极限形式，其宽度趋于零而高趋于无穷，而其面积不变，即始终等于 1 个单位。δ 函数的基本特征是：当 $t \neq 0$ 时，$\delta(t) = 0$ 以及有

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) \mathrm{d}t = 1 \tag{9.3}$$

脉冲的傅里叶变换也等于 1 个单位，在等比例方面冲量包含了所有的频率。被称为 δ 函数的滤波性质的形式为

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - t_0) g(t) \mathrm{d}t = g(t_0) \tag{9.4}$$

所给函数 $g(t)$ 在点 t_0 是连续的。该性质说明冲量取其作用时刻（t_0）的 $g(t)$ 函数值。在单位时间区间里发生的脉冲的无限连续通常叫做无限狄拉克“梳”或叫作“栅”。在时间域“栅”的极限的傅里叶变换，是频率域里的另一个“栅”，即“栅”是它自身的傅里叶变换。三维 δ 函数有如下二个特性，以及 $\delta(x_1, x_2, x_3) = 0$，当 $x_1 \neq 0$ 或 $x_2 \neq 0$ 或 $x_3 \neq 0$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\delta(x_1,x_2,x_3)\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_3 = 1 \qquad (9.5)$$

这是一维情况的自然推广。Heaviside 阶梯函数 $H(t)$ 可由下式来定义

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}H(t) = \delta(t) \qquad (9.6)$$

可认为阶梯函数是作为常规函数的一个极限，其极限特性为

$$H(t) = 0,\ 当\ t < 0;\ 和\ H(t) = 1,\ 当\ t \geqslant 0 \qquad (9.7)$$

对于（9.2）式的体力描述，位移 u_i 现在可表示为（Aki 和 Richards，1980）

$$u_i(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi\rho}(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau F(t-\tau)\mathrm{d}\tau + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}\gamma_i\gamma_j\frac{1}{r}F(t-r/\alpha) - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2}(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r}F(t-r/\beta) \qquad (9.8)$$

式中 $r = |\mathbf{x}-\boldsymbol{\xi}|$，$\gamma_i = (x_i - \xi_i)/r$ 它是$(\mathbf{x}-\boldsymbol{\xi})$矢量的方向余弦，它们构成了指向震源 — 接收点方位的单位矢量 $\boldsymbol{\Gamma} = (\gamma_1,\gamma_2,\gamma_3)$ 的元素。

若 $F(t)$ 为一脉冲，即有 $F(t) = \delta(t)$，那么对于(9.1)式，其有效位移 u_i 称作格林函数G_{ij}。它是介质对 δ 函数的响应。由(9.8)式，可得到对应于震源位于 $\boldsymbol{\xi}$ 点以及作用在时间 $t = 0$，的函数 G_{ij}，可表示为如下形式（Hudson，1980）

$$G_{ij}(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi\rho}(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{t}{r^3}\{[H(t-r/\alpha)] - [H(t-r/\beta)]\} + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}\gamma_i\gamma_j\frac{1}{r}\delta(t-r/\alpha) - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2}(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r}\delta(t-r/\beta) \qquad (9.9)$$

式中 H 为 Heaviside 单位阶梯函数。该式中第一项表明这样一个事实，即当 $r/\beta < \tau < r/\beta$ 时，式(9.8)的积分项为零。

为了进一步深人讨论，在此，我们对信号的褶积作一简要的描述。非周期函数 $g(t)$ 的衰减极为迅速，以致它的积分

$$\int_{-\infty}^{\infty} |g(t)|^2 dt \tag{9.10}$$

是有限的，$g(t)$ 叫作能量信号(Meskó,1984)。两个能量信号 $g(t)$ 和 $h(t)$ 的褶积可由积分式

$$g(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) h(t-\tau) d\tau \tag{9.11}$$

来表示，式中函数间的褶积星号常用于积分缩写。褶积满足

交换律

$$g(t) * h(t) = h(t) * g(t) \tag{9.12}$$

结合律

$$f(t) * [g(t) * h(t)] = [f(t) * g(t)] * h(t) \tag{9.13}$$

加法分配律

$$f(t) * [g(t) + h(t)] = f(t) * g(t) + f(t) * h(t) \tag{9.14}$$

若褶积的函数中有一个是单边函数，例如对 $t < 0, g(t) = 0$，褶积通常由如下形式来表示

$$g(t) * h(t) = \int_{0}^{\infty} g(\tau) h(t-\tau) d\tau \tag{9.15}$$

若两函数均为单边函数，即对 $t < 0$，分别有 $g(t) = 0$ 和 $h(t) = 0$，则其褶积变为

$$\int_{0}^{t} g(\tau) h(t-\tau) d\tau = \int_{0}^{t} g(t-\tau) h(\tau) d\tau \tag{9.16}$$

δ 函数 $\delta(t)$ 不属于数量函数的范畴，但是它的滤波特性，允许脉冲的褶积定义

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) \delta(t - t_0 - \tau) d\tau = g(t - t_0) \tag{9.17}$$

狄拉克函数与另一函数进行褶积，该函数的源变量由其自变量来代替，这即是进行了滤波操作。由式（9.11）给出的对应于能量函数的褶积的最初定义，不适用于会导至无界变量的周期函数。另一方面，修正的褶积对时间平均

$$\frac{1}{T}\int_{T}^{a+T} g(v)h(t-v)\mathrm{d}v \tag{9.18}$$

给出了有界变量（Meskó，1984）。该方程类似于原始褶积形式的（9.11）式，而星号仍将保留使用。若有两个周期函数 $g(t)$ 和 $h(t)$，符号 $g(t)*h(t)$ 即为式(9.18)缩写。该褶积产生一个周期为 T 的周期函数，称为周期函数 $g(t)$ 和 $h(t)$ 的周期褶积，周期褶积的复变傅里叶系数等于周期函数的复变傅里叶系数的乘积，因此，在时间域内周期函数的褶积对应于在频率域里的简单乘积。

反过来，我们再来看由单体力所产生的位移场，关系式

$$F(t)*\delta(t-t_0) = F(t-t_0) \tag{9.19}$$

用于证明（9.8）式和（9.9）式，位移场 $u_i(\mathbf{x},t)$ 等于点力 $F(t)$ 与格林函数 G_{ij} 褶积，即

$$u_i(\mathbf{x},t) = F(t)*G_{ij}(\mathbf{x},t) \tag{9.20}$$

如果体力为集中力且它的方向是任意性的，即 $\mathbf{f}(\mathbf{x},t) = \mathbf{F}(t)\delta(\mathbf{x}-\boldsymbol{\xi})$，这里有 $\mathbf{F}(t)=(F_1,F_2,F_3)$，那么总位移等于力 F_1,F_2,F_3 沿着 x_1,x_2,x_3 方向所产的位移求和（Pujol 和 Herrmann，1990）：

$$u_i = F_1*G_{i1} + F_2*G_{i2} + F_3*G_{i3} = F_j*G_{ij} \tag{9.21}$$

在式（9.8）中格林函数的不同项的相对大小与震源—接收点的距离 r 有关。第一次的属性似乎为 r^{-2}，对震源来说，其对应于时间短到足以等价于 $r/\beta - r/\alpha$ 时 F 才为非零值，其余项的属性似乎为 r^{-1}，当 $r\to\infty$ 时它占优势，包括 $r^{-1}F(t-r/\beta)$ 和 $r^{-1}F(t-r/\alpha)$ 的这些项，称作远场项，而第一项，即包含

$r^{-3}\int \tau F(t-\tau)d\tau$的项,称为近场项,这是因为当 $r \to 0$ 时 r^{-2} 占优势（Aki 和 Richards，1980)。

几乎在实践中所使用的地震观测资料均为远场的，而且用于震源机制研究的方法与技术也是依据于位移场的远场项，然而，存在一些重要的概念，诸如由断层引起最终静态位错的观测就是近场效应。用于矿山的地震资料和用于地震工程的地震资料偶尔也有近场的资料。式（9.8）中近场位移 u^N 可由下式来定义。

$$u_i^N(\mathbf{x},t) = \frac{1}{4\pi\rho}(3\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau F(t-\tau)d\tau \tag{9.22}$$

位移 u^N 由 P 波和 S 波的运动所构成，但它并不能总是将位移分解为 P 波向量和 S 波向量。近场位移既包括了纵向运动，同时也包括了横向运动，其纵向分量为（Aki 和 Richards，1980）

$$\mathbf{u}^N \cdot \Gamma = \gamma_j \frac{1}{4\pi\rho r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau F(t-\tau)d\tau \tag{9.23}$$

式中矢量 $\mathbf{\Gamma}$ 定义为震源—接收点的方向，同时，横向分量为

$$\mathbf{u}^N \cdot \Gamma' = -\gamma'_j \frac{1}{4\pi\rho r^3}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau F(t-\tau)d\tau \tag{9.24}$$

式中 Γ' 为与 P 波方向相垂直的矢量。对一确切给定的固定接收点 $\mathbf{x}$,就可以标识出其近场位移 $\mathbf{u}^N$ 的走时和持续时间。若 $t=0$ 为 $F(t)$ 首次变为非零值的逼近时间,同时,对于 $t > T$ 的所有时间,$F(t)$ 又变为零,那么以式(9.22)可得到 $\mathbf{u}^N$ 为 P 波到达 $\mathbf{x}$ 点时起,且一直作用到 $r/\beta + T$ 时刻的运动,因此,其运动的持续时间为 $(r/\beta - r/\alpha) + T$。若 $F(t)$ 一直存在且不为零(T 不是有限的),那么近场项将一直存在下去。

由（9.8）式得到远场项有如下形式：

$$u_i = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}\gamma_i\gamma_j\frac{1}{r}Fj\left(t-\frac{r}{\alpha}\right) - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2}(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})\frac{1}{r}\left(t-\frac{r}{\beta}\right) \tag{9.25}$$

式中第一次与 γ_i 成正比，它表示 j 沿 Γ 方向的运动，即对应于 P 波运动。因此远场 P 波是纵向的（也称为径向的），其质点运动方向与波传播的方向相一致。第二项中有一因子 $(\gamma_i\gamma_j - \delta_{ij})$，它是一矢量，且正交于 Γ 方向，它表示了 S 波的运动，因此，远场 S 波是横向波，其质点运动方向与波传播的方向相垂直。

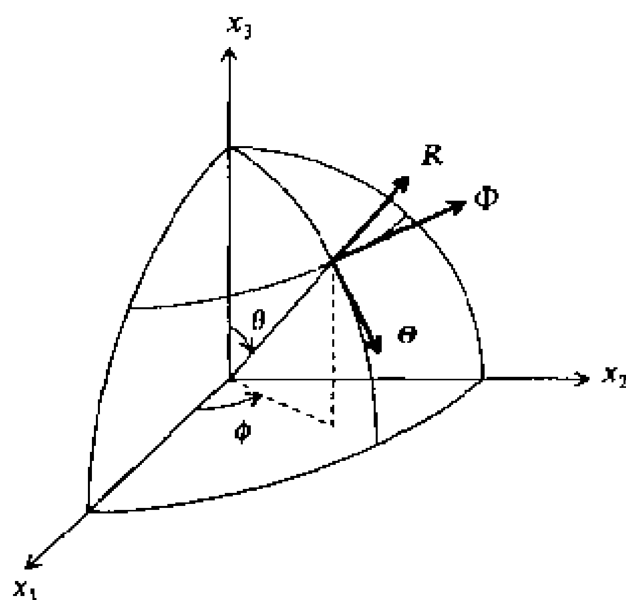


图 9.1　球坐标与单位矢量
（Pujol 和 Herrmann，1990，图 1）

由集中力产生的远场位移辐射花样与震源—接收点的方向有关。因此，为了方便起见，我们假定取 $r = 1$ 以及略去所有的常数项。那么，对于力作用于沿 x_3 轴的情况，则式（9.25）变为（Pujol 和 Herrmann，1990）

$$u_i^{\mathrm{P}} = \gamma_3\gamma_i \tag{9.26}$$

以及

$$u_i^{\mathrm{S}} = -\gamma_3\gamma_i + \delta_{i3} \tag{9.27}$$

这里，常量均被设定为单位长度。在图 9.1 的球坐标中，方向余弦可表示为

$$\gamma_1 = \sin\theta\cos\varphi,\quad \gamma_2 = \sin\theta\sin\varphi,\quad \gamma_3 = \cos\theta \tag{9.28}$$

那么式（9.28）与（9.27）可采用方向余弦来表示如下

$$u_1^{\mathrm{P}} = \frac{1}{2}\sin2\theta\cos\varphi,\quad u_2^{\mathrm{P}} = \frac{1}{2}\sin2\theta\sin\varphi,\quad u_3^{\mathrm{P}} = \cos^2\theta \tag{9.29}$$

$$u_1^S = -\frac{1}{2}\sin 2\theta\cos\varphi,\quad u_2^S = -\frac{1}{2}\sin 2\theta\sin\varphi,\quad u_3^S = \cos^2\theta$$

(9.30)

位移振幅可表示为

$$|\mathbf{u}^P| = |\gamma_3| = |\cos\theta| \tag{9.31}$$

$$|\mathbf{u}^S| = |\sqrt{1-\gamma_3^2}| = |\sin\theta| \tag{9.32}$$

由于振幅与 φ 角无关，因此它们是沿轴对称的。如图 9.2a 所示，$f(\theta) = \cos\theta$ 函数曲线对应为两个圆环，其中心点位于 x_3 轴上。因此，P 波的辐射花样为两个球体形状。在(x_1, x_2) 平面上，即对应

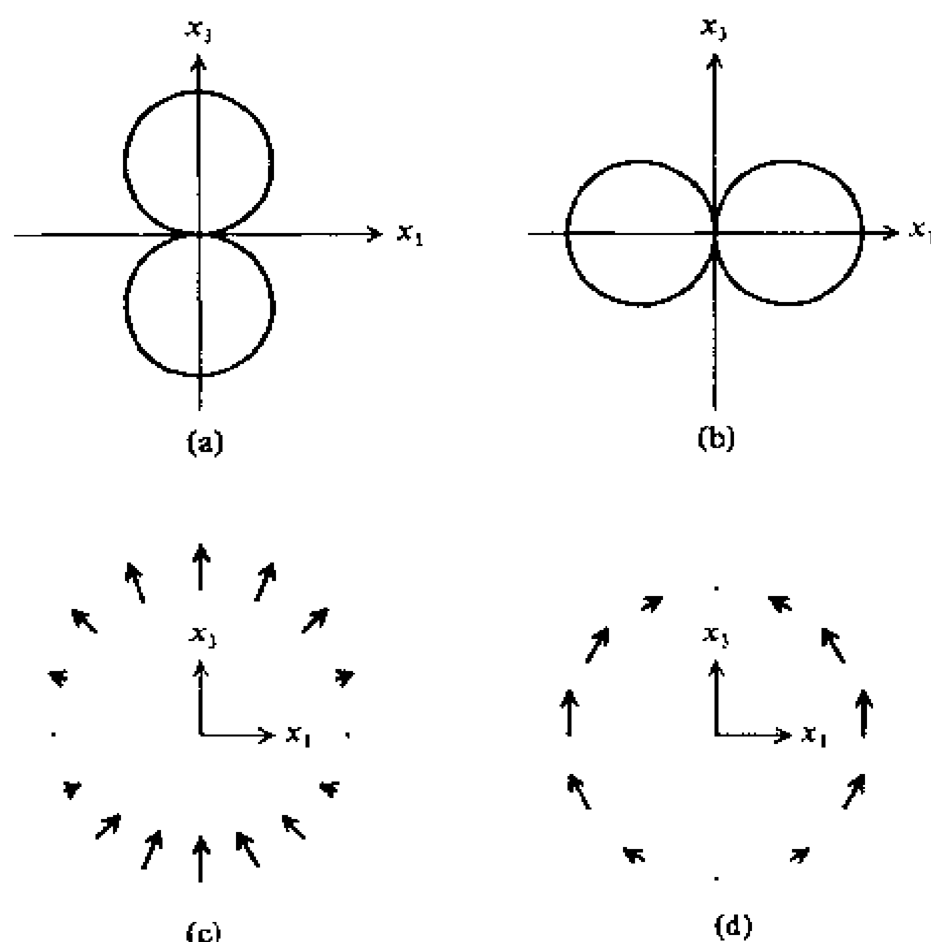


图 9.2　在(x_1, x_3)平面上绘出的（a）P 波；（b）S 波的辐射花样；（c）矢量矩；P 波运动；（d）S 波运动。它们系由作用于 x_3 方向上的单力所产生（Pujol 与 Herrmann，1900，图 2）

于 $\theta = 90°$(图 9.1),则其运动为零。而函数 $f(\theta) = \sin\theta$ 的曲线对应于中心点在 x_1 轴上的两个圆环(如图 9.2b 所示),S 波的辐射花样类似于一个没有中心孔的环形,沿 x_3 轴,即对应于 $\theta = 0°$, 没有 S 波运动 (Pujol 和 Herrmann, 1990)。

为了确定运动的方向正向或负向,我们将对矢量分量的符号作一分析。例如,对正 x_1 轴向,有 $\varphi = 0°$ 以及在(x_1, x_3)平面里 P 波位移为

$$u_1^P = \frac{1}{2}\sin 2\theta, u_2^P = 0, u_3^P = \cos^2\theta \tag{9.33}$$

而对负 x_1 轴向,有 $\varphi = 180°$, 同样其位移为

$$u_1^P = -\frac{1}{2}\sin 2\theta, u_2^P = 0, u_3^P = \cos^2\theta \tag{9.34}$$

在这两种情况下,运动的方向与 u_1^P 的符号有关。对 x_3 轴正向的点$(\theta < 90°)$,运动总是从源向外的方向,而对 x_3 轴负向的点$(\theta > 90°)$, 运动总是指向源的方向 (图 9.2c)。图 9.2d 同样给出了 S 波的相应的曲线。

§9.2 集中力偶

虽然单力是一种最为简单的震源模型,但是在天然地震中所发生的事实似乎并不支持这一模型,而更为可能的是一种具有自平衡类型的力的作用,例如瞬态作用在介质的相邻的两个部分上的一对方向相反的力,而它们的合力为零。

让我们来考虑这样一对力,它们具有相同的大小,分别作用在离 x_2 轴一个很小的距离并沿 x_3 轴的正向和反向上。这两个力为$(0,0,F_3)$作用在点$(\xi + \varepsilon e_2/2)$,以及$(0,0,-F_3)$作用在点$(\xi - \varepsilon e_2/2)$,这里 e_2 为 x_2 轴方向的单位矢量,这两个力产生的总位移分别为各个力产生的位移总和 (Pujol 和 Herrmann, 1990),即

$$u_i = \varepsilon F_3 * [G_{i3}(\xi + \varepsilon e_2/2) - G_{i3}(\xi - \varepsilon e_2/2]/\varepsilon \tag{9.35}$$

对 u_i 取极限，F_3 趋于无穷，而 ϵ 趋于零，此时乘积 ϵF_3 保持为有限值，可得到以下关系式

$$u_i = M_{32} * \frac{\partial G_{i3}}{\partial \xi_2} \tag{9.36}$$

式中 $M_{32} = \epsilon F_3$。这一对力在经典力学中称为力偶，而参数 M_{32} 称为该力偶的矩，它具有力乘以长度的量纲，且往往是时间的函数。

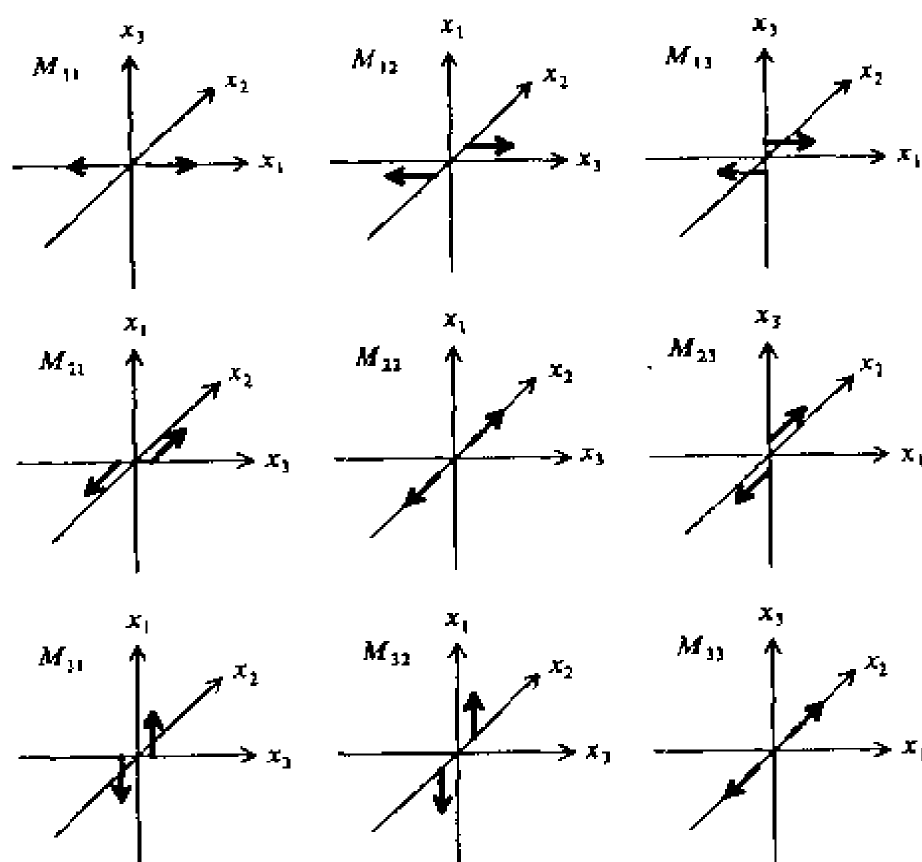


图 9.3 M_{ij} 的九种可能组合的表达，下标 i、j 分别为力的方向和力臂的方向（Aki 和 Richards，1980，图 3.7）

图 9.3 给出了力与力臂方向的九种可能组合，它是由在 x_i 方向上的力与在 x_j 方向的力臂的力偶矩 M_{ij} 所表达的。当 x_i 与 x_j 相同时，此时力偶称为矢量偶极子或称为无矩力偶，而对于其他情况，力偶均有非零距，它等价于扭力矩。假如一个常规体力所

表达的震源可由具有力矩为 M_{ij} 的力偶的线性组合来表示，那么该力所产生的位移则为各个力偶所产生的位移的总和，即

$$u_k = M_{ij} * \frac{\partial G_{ki}}{\partial \xi_j} - M_{ij} * G_{ki,j} \tag{9.37}$$

这 9 项 M_{ij} 构成的集，称为震源的矩张量，可由具有元素 M_{ij} 的矩阵 **M** 来表示。Aki 和 Richards（1980）给出了

$$\begin{aligned} u_k = & \left(\frac{15\gamma_k\gamma_i\gamma_j - 3\gamma_k\delta_{ij} - 3\gamma_i\delta_{kj} - 3\gamma_j\delta_{ki}}{4\pi\rho}\right)\frac{1}{r^4}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau M_{ij}(t-\tau)\mathrm{d}\tau \\ & + \left(\frac{6\gamma_k\gamma_i\gamma_j - \gamma_k\partial_{ij} - \gamma_i\partial_{kj} - \gamma_j\partial_{ki}}{4\pi\rho\alpha^2}\right)\frac{1}{r^2}M_{ij}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) \\ & - \left(\frac{6\gamma_k\gamma_i\gamma_j - \gamma_k\partial_{ij} - \gamma_i\partial_{kj} - 2\gamma_j\partial_{ki}}{4\pi\rho\beta^2}\right)\frac{1}{r^2}M_{ij}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \\ & + \frac{\gamma_k\gamma_i\gamma_j}{4\pi\rho\alpha^2}\,\frac{1}{r}\dot{M}_{ij}\left(t - \frac{r}{\alpha}\right) - \left(\frac{\gamma_k\gamma_i - \partial_{ki}}{4\pi\rho\beta^2}\right)\gamma_j\,\frac{1}{r}\dot{M}_{ij}\left(t - \frac{r}{\beta}\right) \end{aligned} \tag{9.38}$$

该方程中，近场项与 $r^{-4}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau M_{ij}(t-\tau)\mathrm{d}\tau$ 成正比，而远场项对 P 波与 $r^{-1}\dot{M}_{ij}(t - r/\alpha)$ 成正比，对 S 波与 $r^{-1}\dot{M}_{ij}(t - r/\beta)$ 成正比。可以证明矩张量 M_{ij} 的各分量与在震源处的平均质点位移成正比（Aki 和 Richards，1980）。而在远场中描述位移脉冲形态的时间偏导项 $\dot{M}_{ij}(t - r/\alpha)$ 与 $\dot{M}_{ij}(t - r/\beta)$ 震源处的平均质点速度成正比。在式(9.38) 中也表现有与 $r^{-2}M_{ij}(t - r/\alpha)$ 和 $r^{-2}M_{ij}(t - r/\beta)$ 成正比的项，称作中间场项，这是由于它们的渐近特性是介于近场和远场位移的特征之间。然而，事实上我们发现在短距离上它们更接近于近场位移，而对远场位移的影响相对较小。

式(9.38) 中的远场项由两项所组成，第一项为沿 P 方向，因此它对应于 P 波运动；而第二项其方向垂直于 P，故而对应于 S 波运动。因此总的位移矢量是 P 波与 S 波贡献的总和，可表示为

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{\mathrm{P}} + \mathbf{u}^{\mathrm{S}} \tag{9.39}$$

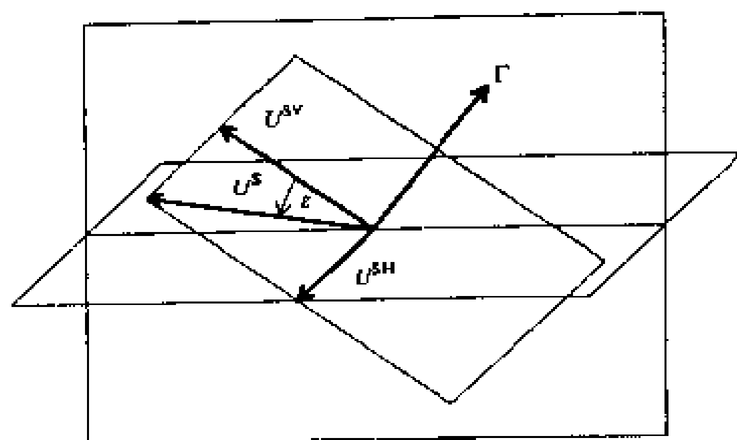


图 9.4 S波位移矢量 u^{S} 分解为两个矢量 u^{SV} 与 u^{SH}。这三个矢量均位于与 **Γ** 垂直的平面上，u^{SV} 在含 **Γ** 的垂直平面上，极化角由 ε 表示（Pujol 和 Herrmann，1990，图 6）

而位于与 P 垂直的平面内的矢量 $\mathbf{u}^{S}$，可分解为两个部分，即矢量 $\mathbf{u}^{SV}$ 和 $\mathbf{u}^{SH}$，它们分别表示包含震源—接收点的垂直平面和水平平面，图 9.4 表示了这些矢量。在球坐标系统中引入单位矢量 **R**，**φ** 和 **θ**(图 9.1)，将矢量在球坐标中进行分解，矢量 $\mathbf{R}=\mathbf{\Gamma}$ 为径向，即震源—接收点的方向，矢量 **θ** 正切于子午线，而矢量 **φ** 正切于在 x_3 方向中具有无向量分量的平行线，即单位矢量可表示为

$$\begin{aligned}
\mathbf{R} &= (\sin\theta\cos\varphi,\sin\theta\sin\varphi,\cos\theta),\\
\boldsymbol{\theta} &= (\cos\theta\cos\varphi,\cos\theta\sin\varphi,-\sin\theta),\\
\boldsymbol{\Phi} &= (-\sin\varphi,\cos\varphi,0)
\end{aligned}\tag{9.40}$$

每一矢量均与另两个矢量相垂直，它们的绝对值均等于 1，这三个矢量形成一个右旋坐标系统。

现在我们来推导位移矢量 $\mathbf{u}^{P}$、$\mathbf{u}^{SV}$ 和 $\mathbf{u}^{SH}$ 的表达式，可以在 Pujol 和 Herrmann（1990）的论文中找到该推导过程。他们将式（9.38）中的远场项表示为矢量与矩阵的乘积形式，而后导出该形式中 P、SV 和 SH 的位移为

$$\mathbf{u}^{P}=\frac{1}{4\pi\rho\alpha^{3}}\frac{1}{r}R^{P}\mathbf{R}$$

$$\mathbf{u}^{SV} = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} R^{SV}\boldsymbol{\theta}$$

$$\mathbf{u}^{SH} = \frac{1}{4\pi\rho\beta^3} \frac{1}{r} R^{SH}\boldsymbol{\Phi} \tag{9.41}$$

式中 R^P、R^{SV} 和 R^{SH} 为辐射花样，其详细的表达式为

$$R^P = \gamma_i \dot{M}_{ij}\gamma_j = \gamma_1 r_1 + \gamma_2 r_2 + \gamma_3 r_3,$$

$$R^{SV} = \theta_i \dot{M}_{ij}\gamma_j = \theta_1 r_1 + \theta_2 r_2 + \theta_3 r_3,$$

$$R^{SH} = \varphi_i \dot{M}_{ij}\gamma_j = \varphi_1 r_1 + \varphi_2 r_2 + \varphi_3 r_3 \tag{9.42}$$

式中 和 θ_i 和 φ_i 分别为 $\boldsymbol{\theta}$ 和 $\boldsymbol{\varphi}$ 的分量，而

$$v_i = \dot{M}_{i1}\gamma_1 + \dot{M}_{i2}\gamma_2 + \dot{M}_{i3}\gamma_3 \tag{9.43}$$

这些普通公式可很方便地进行计算。在实际应用中，通常假设矩张量的所有分量对时间的依赖关系相同。因此，在辐射花样计算中可忽略对时间的求导项。

§9.3 双力偶

一个双力偶是由两个共平面的大小相等但方向相反的单力偶所组成，其力矩与力的方向相互正交。图 9.5 给出了三种最基本的双力偶形式，而 Pujol 和 Herrmann（1990）首先考虑了如图 9.3 所示的由 M_{13} 和 M_{31} 单力偶形成的双力偶形式的结果，其相应的矩张量 $\mathbf{M}^{DC}$ 是对称的，其形式为

$$\mathbf{M}^{DC} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{9.44}$$

因此，由式（9.42）所确定的远场的辐射花样为

$$R^P = 2\gamma_1\gamma_3 = \sin 2\theta\cos\varphi$$

$$R^{SV} = \gamma_1\theta_3 + \gamma_3\theta_1 = \cos 2\theta\cos\varphi$$

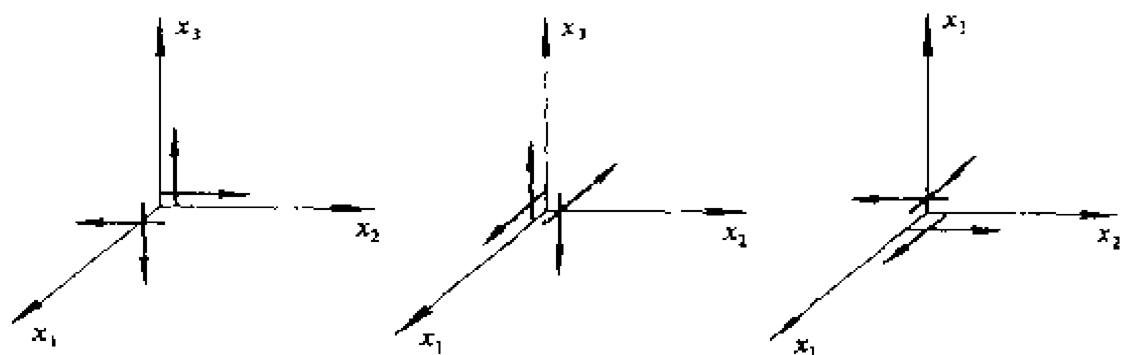


图 9.5 三种基本的双力偶

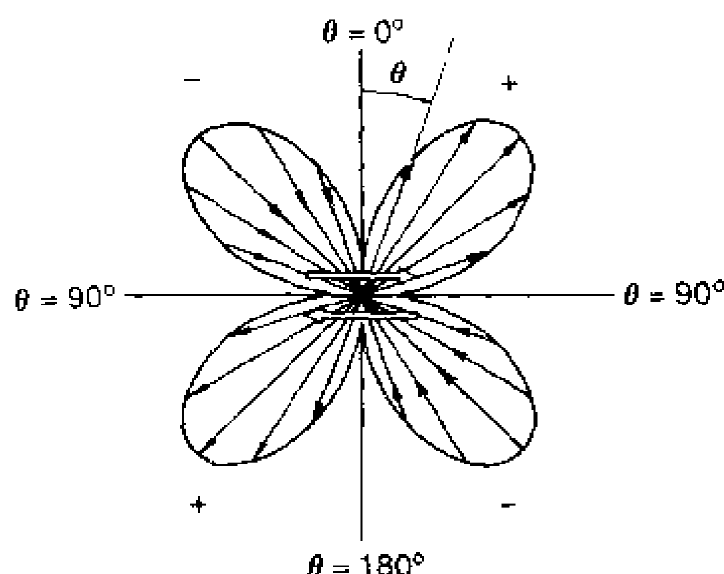


图 9.6 由双力偶源所产生的方位角为常量，平面上的 P 波位移辐射花样。波瓣为距离原点的点的轨迹，它与 sin2θ 成正比，在中心的一对箭头表示剪切位错（Aki 和 Richands，1980，图 4.5）

$$R^{SH} = \gamma_1\varphi_3 + \gamma_3\varphi_1 = -\cos\theta\sin\varphi \qquad (9.45)$$

图9.6 给出方位角为常量的平面上的辐射花样图案（Aki 和 Richards，1980）。$\mathbf{u}^S$ 总幅度为

$$\begin{aligned}|\mathbf{u}^S| &= [(R^{SV})^2 + (R^{SH})^2]^{1/2} \\ &= (\cos^2 2\theta\cos^2\varphi + \cos^2\theta\sin^2\varphi)^{1/2} \qquad (9.46)\end{aligned}$$

沿 x_1 和 x_3 轴，存在具有最大值的四个叶瓣。沿 R^P 为最大值的方向，它的运动为零。图 9.7 给出了在平面($\varphi = 0, \varphi = \pi$) 中的横向向量的辐射花样图案（Aki 和 Richards，1980)。

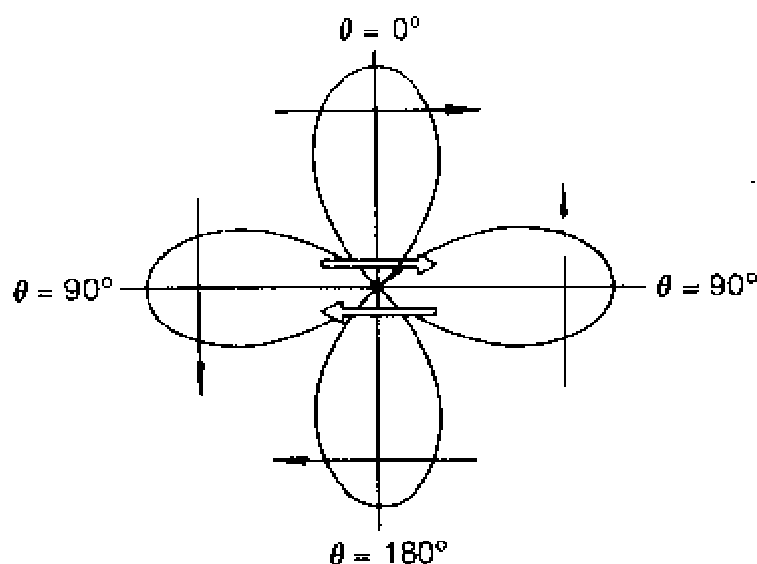


图 9.7 在平面($\varphi = 0, \varphi = \pi$)上 S 波位移的辐射花样，它由一双力偶所产生。中央的一对箭头表示剪切位错，穿过每一瓣的箭头表示对应于该瓣质点位移的方向（Aki 和 Richards，1980，图 4.6）

可以证明（Pujol 和 Herrmann，1990)，我们所描述的双力偶所产生的辐射花样，与一对相互成直角、且它们与 x_1 和 x_3 轴分别成 45°的拉张与压缩偶极子所产生的结果是相同的。图 9.8 表示了双力偶以及相应的双偶极子系统（Pujol 和 Herrmann，1990)。双力偶与一对拉张与压缩的偶极子等价这一点至关重要，该等价性允许引入两个矢量 $\mathbf{t} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(1,0,1)$ 和 $\mathbf{p} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(1, 0, -1)$，即它们的方向为含偶极子轴的方向，而第三个矢量 $\mathbf{b}$ 为矢量 $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{t}$ 的矢量积，它与 $\mathbf{p}$、$\mathbf{t}$ 相垂直，即有 $\mathbf{b} = (0,1,0)$，它在 x_2 轴的方向。与矢量 $\mathbf{t}$ 相应的轴称之谓 T 轴或叫作张力轴，它位于(x_1, x_3) 平面的接收点处产生压缩的两个象限之一(运动远离震源方向)。与矢量 $\mathbf{P}$ 相应的轴称为 P 轴或压力轴，它位于扩张象限(运动

向着震源的方向),第三个轴对应于矢量 b,称为 B 轴或称为零轴,这是因为 P 波的辐射沿该轴为零。作为双力偶震源的一种等价表示形式,在震源机制研究中我们初步确定了这三个轴。

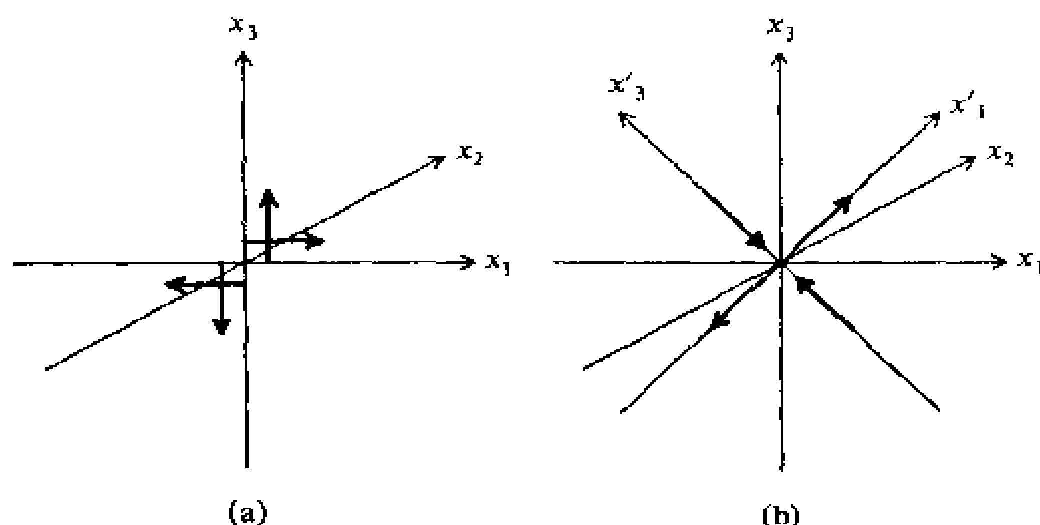


图 9.8 双偶极子系统的 (a) 双力偶;(b) 双力偶辐射花样 (Pujol 和 Herrmann, 1990, 图 9)

对应于矩张量为 $\mathbf{M}^{DC}$ 的特殊的双力偶,式 (9.45) 所描述的辐射花样仅仅与位移的远场部分有关。而在采矿环境中,我们所感兴趣的是它的近场和中间场的辐射花样。在大多数情况下,地震修定由剪切破裂或在断层平面滑动所产生,也就是说地震力是作用在一个面上的。那么,就引出这样一个问题,怎样的一个等价体力分布,才能与面力所产生的位移完全一致。Burridge 和 Knopoff (1964) 给出了该问题的答案,在滑动发生在 (x_1, x_2) 平面上且沿 x_1 方向滑动的特定情况下,当断层是有限长的且远小于地震波波长时,等价体力由 $M_0\mathbf{M}^{DC}H(t)$ 所给出 (Pujol 和 Herrmann, 1990), M_0 称为标量矩,它由 $M_0 = \mu\bar{u}A$ 所给定,这里 μ 为剪切模量,$\bar{u}$ 为平均滑动,A 为断层面积 (Aki 和 Richards, 1980)。

由该特殊双力偶所引起的总位移为 (Aki 和 Richards, 1980)。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x},t)=\frac{1}{4\pi\rho}R^{\mathrm{N}}\frac{1}{r^4}\int_{r/\alpha}^{r/\beta}\tau M_0(t-\tau)\mathrm{d}\tau+$$

$$\frac{1}{4\pi\rho\alpha^2}R^{\mathrm{IP}}\frac{1}{r^2}M_0(t-r/\alpha)+$$

$$\frac{1}{4\pi\rho\beta^2}R^{\mathrm{IS}}\frac{1}{r^2}M_0(t-r/\beta)+$$

$$\frac{1}{4\pi\rho\alpha^3}R^{\mathrm{FP}}\frac{1}{r}\dot{M}_0(t-r/\alpha)+$$

$$\frac{1}{4\pi\rho\beta^3}R^{\mathrm{FS}}\frac{1}{r}\dot{M}_0(t-r/\beta) \tag{9.47}$$

这里，近场、中间场及远场的 P、S 波辐射花样分别由下式所给出

$$R^{\mathrm{N}}=9\sin2\theta\cos\varphi\mathbf{R}-6(\cos2\theta\cos\varphi\boldsymbol{\theta}-\cos\theta\sin\varphi\boldsymbol{\Phi})$$

$$R^{\mathrm{IP}}=4\sin2\theta\cos\varphi\mathbf{R}-2(\cos2\theta\cos\varphi\boldsymbol{\theta}-\cos\theta\sin\varphi\boldsymbol{\Phi})$$

$$R^{\mathrm{IS}}=-3\sin2\theta\cos\varphi\mathbf{R}-3(\cos2\theta\cos\varphi\boldsymbol{\theta}-\cos\theta\sin\varphi\boldsymbol{\Phi})$$

$$R^{\mathrm{FP}}=\sin2\theta\cos\varphi\mathbf{R}$$

$$R^{\mathrm{FS}}=\cos2\theta\cos\varphi\boldsymbol{\theta}-\cos\theta\sin\varphi\boldsymbol{\Phi} \tag{9.48}$$

式（9.48）中的远场辐射花样与关系式（9.45）的结果是相一致的。我们应注意到，仅仅只是在远场的 P 波中才出现径向向量，而远场 S 波中仅有横向向量，而对近场和中间场，P 波与 S 波位移中均包含了径向与横向位移向量两者。

双力偶震源的描述有两种最常用的方法，第一种方法是根据在断层上的一个纯滑动或剪切位错所产生的地震辐射的节平面的角度来描述；而第二种方法是由对称矩张量的六个互相独立的向量来描述震源。该方法已日益引起重视，修改它与时间的关系为一常函数关系，通常我们以阶梯函数的形式来表示：

$$M_{ij}(t)=M_{ij}H(t) \tag{9.49}$$

该修改表明，对均匀介质，在时间上远场辐射为一常函数。对任意方位的等价力的双力偶，在各向同性介质中的矩张量向量为

（Aki 和 Richards，1980；Ben－Menahem 和 Singh，1981）

$$M_{ij} = M_0(s_i n_j + s_j n_i) \tag{9.50}$$

式中 s 为位于断层面的单位滑动矢量，而 **n** 为正交于断层面的单位矢量。应注意在（9.50）式中滑动矢量 s 和断层的法向矢量 **n** 的贡献是对称性的。由于张量 **M** 也是对称的，因此，矢量 s 和 **n** 的互换不会对位移场产生影响，这说明，断层的法向矢量等价于滑动矢量，反之亦然。因此，被称为断层面和辅助面的这两个节面，并不能单独从点源的地震辐射中作出区分，为此，它们被称作共轭平面。这就需要通过对余震分布、地面断裂、以及静态最终位移的研究来解决这一任意性的问题。在倾斜断层下面的岩体叫作“下盘”，而在其上面的岩体叫作“上盘”，滑动矢量 s 表示“上盘”相对于“下盘”的相对运动

断层的方位通常采用地理坐标系来描述，x_1 轴为指向北，x_2 轴指向东，而 x_3 轴为向下（图 9.9），在该坐标系中，断层方位用两个角度来定义，而第三个角度通常用于说明滑动的方向。断层平面与地球表面的截线叫作断层的走向，用角度所表示其方位称之为走向角，即断层的走向或走向方位角，用 φ_s 表示。其确定是向下沿顺时针由北转至走向方向的角度（$0 \leqslant \varphi_s \leqslant 2\pi$）。面对走向方向的确定是这样的，即当向走向方向里而看时，断层倾向是向着右边倾斜的。在地球表而与走向正交的截线，正是断层平面的倾斜方向，叫作倾向。向下断层而正交于走向的线，即为断层的倾向，断层的倾斜方向与断层倾向的夹角 δ 称之谓倾角，为水平向向下的倾斜角度（$0 \leqslant \delta \leqslant \frac{\pi}{2}$）。第三个角度 λ 叫做仰角或滑动角，它是走向与滑动矢量间的夹角，也是“上盘”相对于“下盘”的方向。仰角在断层面内测定，从水平走向反时针向为正，实际中常广泛采用 $-\pi < \lambda \leqslant \pi$（有时也采用 $0 \leqslant \lambda < 2\pi$）。我们应注意到，所采用的仰角的变化，当 $-\pi < \lambda < 0$ 时对应于沿垂直轴 P 波的膨胀，而 $0 < \lambda < \pi$ 时，则为压缩（Herromann，1975）。

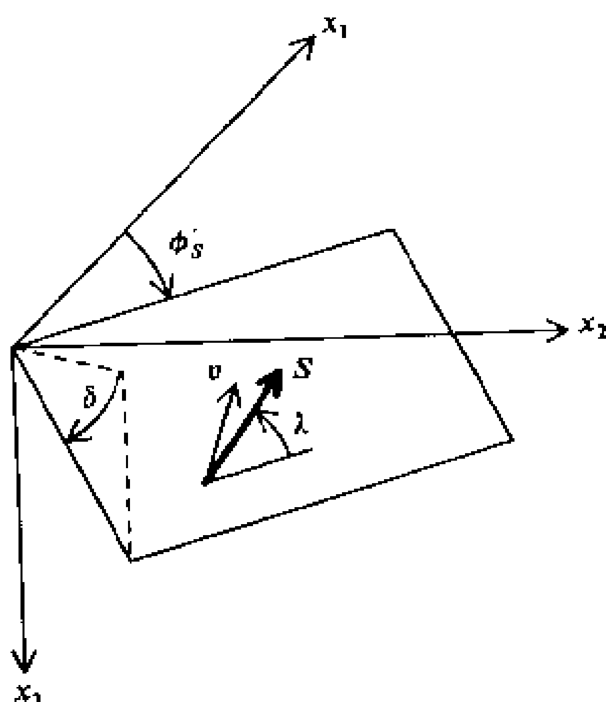


图 9.9 在地理坐标系中断层方位的定义，该坐标系中 x_1 轴指向北，x_2 轴指向东，x_3 轴向下；走向角 φ_S 是从北顺时针度量，倾角 δ 由水平面向下度量，面仰角 λ 为走向与滑动矢量 **S** 间的夹角，矢量 **S** 是上盘对应于下盘运动的方向

在美国地质调查局的国家地震资料中心（NEI）和国际地震数据中心（ISC）的日常出版物中已采用这些角度。在描述相对于走向的滑动方向时也采用一些其他的常用参量，例如在垂直于滑动面的角度，叫作倾向角 $p(\sin p = \sin\lambda\sin\delta)$ 以及在水平面内的角度，叫作走向角 $t(\sin t = \sin\lambda\cos\delta/(1-\sin^2\lambda\sin^2\delta)^{1/2})$。

在地理坐标系中，剪切位错的地震矩张量的六个互相独立的向量的表达式为（Aki 和 Richards，1980；Kennett，1988；Pujol 和 Herrmann，1990）：

$$M_{11} = -M_0(\sin\delta\cos\lambda\sin2\varphi_s + \sin2\delta\sin\lambda\sin^2\varphi_s),$$

$$M_{12} = M_{21} = M_0(\sin\delta\cos\lambda\cos2\varphi_s + \left(\frac{1}{2}\right)\sin2\delta\sin\lambda\sin2\varphi_s),$$

$$M_{13} = M_{31} = -M_0(\cos\delta\cos\lambda\cos\varphi_s + \cos2\delta\sin\lambda\sin\varphi_s),$$
$$M_{22} = M_0(\sin\delta\cos\lambda\sin2\varphi_s - \sin2\delta\sin\lambda\cos^2\varphi_s),$$
$$M_{23} = M_{32} = -M_0(\cos\delta\cos\lambda\sin\varphi_s - \cos2\delta\sin\lambda\cos\varphi_s),$$
$$M_{33} = M_0\sin2\delta\sin\lambda \tag{9.51}$$

根据断层与接收点的参数，式（9.51）和（9.42）可包括在远场中给出的 P 波、SV 波以及 SH 波辐射花样的关系。考虑在均一各向同性介质中包围震源点的单位球体上的辐射的分布，对远距离观测点，直达地震波离源是向下的，通常考虑该震源球的下半球；而在近距离上，例如在矿山，如果到达远场台站的地震能量离源是向上的，那么则感兴趣的是震源球的上半球。通过观察径向单位矢量 $\mathbf{\Gamma}$ 和正交于它的两个矢量 $\boldsymbol{\theta}$ 和 $\boldsymbol{\varphi}$ 的方位，可将震源球上的点给予参数化，它们由从垂直向上测定的离源角 i 以及由北顺时针测定的方位角 φ 所描述（图 9.10）。

当矩张量的所有向量均有相同的时间依赖关系时，根据双力偶震源的 P 波远场辐射花样，那么从关系式（9.42）可得到 P 波的表达式为（Kennett，1988）

$$\begin{aligned} R^{\mathrm{P}} &= \gamma_i\gamma_j M_{ij} \\ &= \sin^2 i(\cos^2\varphi M_{11} + \sin2\varphi M_{12} + \sin^2\varphi M_{22} - M_{33}) + \\ &\quad 2\sin i\cos i(\cos\varphi M_{13} + \sin\varphi M_{23})M_{33} \end{aligned} \tag{9.52}$$

同样，SV 的辐射花样为

$$\begin{aligned} R^{\mathrm{SV}} &= \theta_i\gamma_j M_{ij} \\ &= \sin i\cos i(\cos^2\varphi M_{11} + \sin2\varphi M_{12} + \sin^2\varphi M_{22} - M_{33}) + \\ &\quad \cos2i(\cos\varphi M_{13} + \sin\varphi M_{23}) \end{aligned} \tag{9.53}$$

对 SH 波有

$$\begin{aligned} R^{\mathrm{SH}} &= \varphi_i\gamma_j M_{ij} \\ &= \sin i[\cos\varphi\cos\varphi(M_{22} - M_{11}) + \cos2\varphi M_{12}] + \\ &\quad \cos i(\cos\varphi M_{23} - \sin\varphi M_{13}) \end{aligned} \tag{9.54}$$

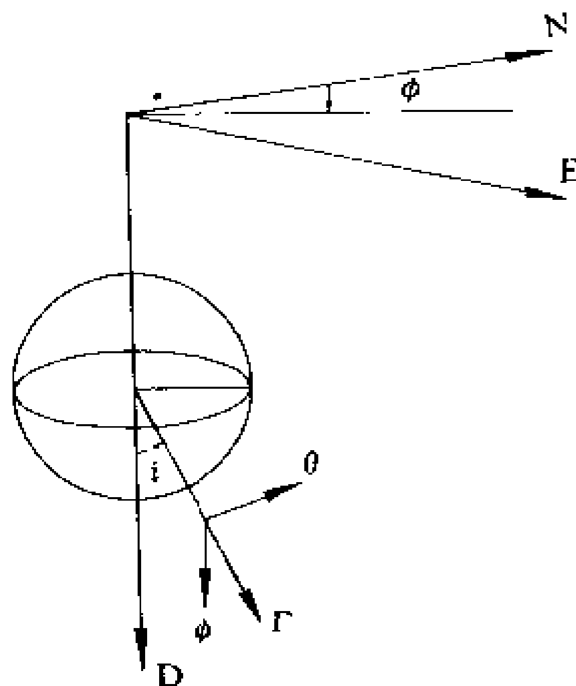


图 9.10　离源角 i、方位角 φ 与包围震源的震源球的关系。单位矢量 $\mathbf{\Gamma}$ 的方位为 P 波的方向，θ 为 SV 方向，而 φ 为 SH 的方向

将（9.51）式的矩张量向量代入式（9.52）～（9.54），由断层参数 $\varphi_s, \delta, \lambda$ 以及接收点 φ, i 参数，来直接表达辐射花样 R^{P}、R^{SV}、R^{SH}（Aki 和 Richards，1980）

$$
\begin{aligned}
R^{\mathrm{P}} = {} & \cos\lambda\sin\delta\sin^2 i\sin2(\varphi-\varphi_s) - \cos\lambda\cos\delta\sin2i\cos(\varphi-\varphi_s) + \\
& \sin\lambda\sin2\delta[\cos^2 i - \sin^2 i\sin^2(\varphi-\varphi_s)] + \\
& \sin\lambda\cos2\delta\sin2i\sin(\varphi-\varphi_s)
\end{aligned}
\tag{9.55}
$$

$$
\begin{aligned}
R^{\mathrm{SV}} = {} & \sin\lambda\cos2\delta\cos2i\sin(\varphi-\varphi_s) - \cos\lambda\cos\delta\cos2i\cos(\varphi-\varphi_s) + \\
& (1/2)\cos\lambda\sin\delta\sin2i\sin2(\varphi-\varphi_s) - \\
& (1/2)\sin\lambda\sin2\delta\sin2i[1+\sin^2(\varphi-\varphi_s)]
\end{aligned}
\tag{9.56}
$$

$$
\begin{aligned}
R^{\mathrm{SH}} = {} & \cos\lambda\cos\delta\cos i\sin(\varphi-\varphi_s) + \cos\lambda\sin\delta\sin i\cos2(\varphi-\varphi_s) + \\
& \sin\lambda\cos2\delta\cos i\cos(\varphi-\varphi_s) - \\
& (1/2)\sin\lambda\sin2\delta\sin i\sin2(\varphi-\varphi_s)
\end{aligned}
\tag{9.57}
$$

分别定义的压性、拉张和零轴的矢量 $\mathbf{p}, \mathbf{t}, \mathbf{b}$，也可通过断层参数

来给出。可以证明（Pujol 和 Herrmann，1990），通过旋转变换原坐标系x到新的坐标系 x′，使得矢量 n 指向正 x_3'方向，由旋转矩阵 R 的元素可给出滑动矢量 s、矢量 b 和法向矢量 n 的向量，即有

$$\mathbf{s} = (R_{11}, R_{12}, R_{13}) \tag{9.58}$$

$$\mathbf{b} = (R_{21}, R_{22}, R_{23}) \tag{9.59}$$

$$\mathbf{n} = (R_{31}, R_{32}, R_{33}) \tag{9.60}$$

可由矢量 s 和 n 来定义矢量 p 和 t，即

$$\mathbf{p} = (1/\sqrt{2})(\mathbf{s} - \mathbf{n}) \tag{9.61}$$

$$\mathbf{t} = (1/\sqrt{2})(\mathbf{s} + \mathbf{n}) \tag{9.62}$$

由断层参数 R 所表示的旋转矩阵的元素为（Pujol 和 Herrmann，1990）

$$\begin{aligned}
R_{11} &= \cos\lambda\cos\varphi_s + \sin\lambda\cos\delta\sin\varphi_s \\
R_{12} &= \cos\lambda\sin\varphi_s - \sin\lambda\cos\delta\cos\varphi_s \\
R_{13} &= -\sin\lambda\sin\delta \\
R_{21} &= -\sin\lambda\cos\varphi_s + \cos\lambda\cos\delta\sin\varphi_s \\
R_{22} &= -\sin\lambda\sin\varphi_s - \cos\lambda\cos\delta\cos\varphi_s \\
R_{23} &= -\cos\lambda\sin\delta \\
R_{31} &= -\sin\delta\sin\varphi_s \\
R_{32} &= \sin\delta\cos\varphi_s \\
R_{33} &= -\cos\delta
\end{aligned} \tag{9.63}$$

因此，现在可从关系式（9.58）～（9.63）来获得矢量 p,t,b 的各分量。

对简单剪切位错震源模型，确定断层方位及辅助平面以及确定 P 轴、T 轴，叫做断层平面解。

§9.4 测定断层平面解

采用震源球极大地简化了震源机制中有关方位的确定。通过射线到震源的反向追踪，将各地震台站投影到震源球面上，在震源球上各点位置由从垂直方向上测定的震源的离源角 i 以及从北向测定的方位角 φ 所给出(图9.10)。对远地震距台站,我们修定震源区具有确定的波速,因此,可以走时表中查得 i 值,而对短距离的近震台站,为了确定 i 就需要确切了解速度随深度变化的结构。

对于对称震源机制的情况,只需要震源球的一半,当在一地震台网其地震射线是从震源向下的射线时,可很方便地采用下半震源球。在地下矿井中,其情景可能有所不同,经常会记录到向上的射线情况,此时,可采用上半震源球。如果在下半球上台站的位置是(i,φ),那么,在上半球上台站的位置就是$(180° - i, \varphi + 180°)$,这两种情况下 i 角均为从相同的垂直方向上测定的角度。

依据P波初动极性判定断层平面解是最为广泛采用的方法，在许多情况下，它们提供的仅仅是对获取震源机制有效的方法，此时，仅只采用地震仪器上的垂直分向，在地下矿井地震台网中常遇见这样的情景。从P波推导出断层平面解相当于在震球上找出将P波初动区分为压缩和扩张象限的两个正交的节平面。Udias (1989) 最近综述了对震源机制的断层平面研究的一些有益的进展情况。

将数据点画到球面上很不方便，为了表达震源球，有必要将三维球投影到一个平面上来，并且将所观测的数据变为二维的图像。P波初动极性数据采用多种投影方法，最常用的方法有立体平面投影和等面积投影。立体平面投影也叫做乌尔夫网，它保持了角度不变，即是一种等角度投影，已推广采用于构造地质和岩石力学。等面积投影也叫做史密特网，它与立体平面投影很相像，由于震源球上的面积与投影图上的面积不变，因此通常人们

在作断层平面解中常选用该投影方法。

在等面积投影中，设在震源球上一点的坐标为 (i,φ)，它到平面极坐标的变换为（Lee 和 Stewart，1981）

$$R=\sqrt{2}\sin(i/2) \tag{9.64}$$

为方便起见，式中 R 的最大值为1个单位，因此，一组 n 个P波初动极性(压缩或者拉张)观测值可在史密特网上，在 (R_n,φ_n) 处用适当的符号来标出来，通常P波初动到时及其相应的运动方向是从垂直向地震图上读取，压缩对应于向上的运动(离源)，通常用符号"C"或"+"来标志，而拉张对应于向下运动(趋源)，用符号"D"或"−"来标志。方位角 φ 由北顺时针计，以震中为源点到一给定台站的角度来测定，也可通过震中与台站的这两个相对坐标点来计算得到。从震源到给定台站的地震射线的离源角 i，通常是当P波作为速度梯度或反射的结果而非为直线时，由定位程序在定位过程中通过走时的计算来确定，射线路径为一直线，这是一种最简单的情况，此时角 i 直接从震源与台站坐标计算得到。

作为一个实例，图9.11给出了波兰 Szombierki 煤矿 1980 年9月30日地震的断层平面解。弧 *FBCG* 表示一节面的投影，其走向是140°，倾向西南，倾角50°（50°SW），该节面的极在 A 点，从最大圆弧 *FBCG* 到该点为90°。第二个节面与第一个节面正交，且所表示的最大圆弧一定通过 A 点，图9.11中用弧 *WBAE* 表示，其走向为270°，而其倾角为50°N，这是在等面积网上测定得到。第二个节面是 C 点，它从弧 *WBAE* 计起是90°，并位于第一个节面上。这两个节面不能把经常出现的压缩和引张象限完全分开。分辨的质量依赖于实际观测的数目和分布、用于射线追踪的速度模型和地震记录的正确极性。实际上，最困难的任务之一就是铺设矿山地下地震台网，它要保证地震记录图上的运动方向与真实的大地运动方向一致。

两个节面的交点在点 B，如图9.11所示，它是零轴。垂于零轴的面由包含第4个轴的大圆弧 *APCT* 表示。这就是垂直于两个节

面的 A 和 C 轴，还有 P 和 T 轴，它们是压缩（压力）轴和张力轴。P 轴离 A 和 C 轴 45°，并处于引张象限内。

在图 9.11 情况下，由走向 115°、仰角 65° 确定了 P 轴，由走向 205°、仰角 3° 确定 T 轴。通常假定 P 轴表示最大压应力的方向，而 T 轴对应于最大张力的方向。若第一个节平面 $FBCG$ 是断层面，那么 C 点（正交于辅助面的轴）是滑动矢量，其倾角为 -52°，若第二个节平面（$WBAE$）是断层面，则点 A 为滑动矢量，其倾角为

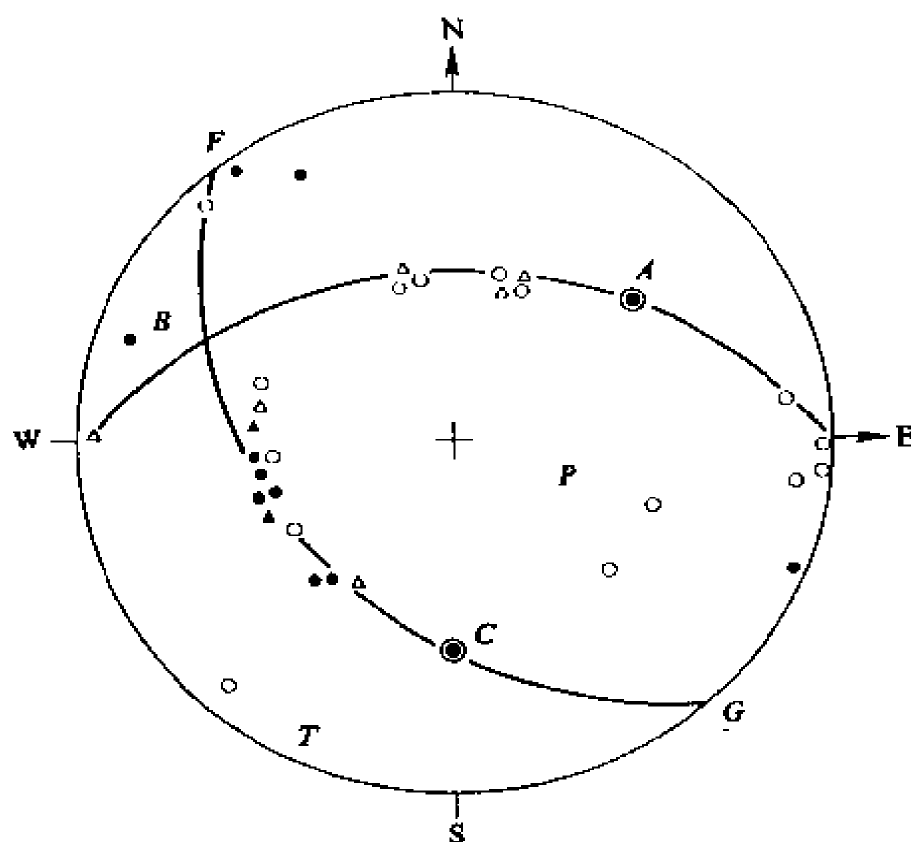


图 9.11 波兰 Szombierki 煤矿 1980 年 9 月 30 日地震事件的断层面解；采用的是下半球等面积投影，实心圆和三角形标识为压缩 P 波，而空心圆和三角形表示膨胀 P 波。P 与 T 为压缩轴和拉伸轴，而 B 为中轴；A 和 C 为两个节平面的极（断层面和辅助面）

$-128°$。通常假定滑动矢量平行于断层平面上所解得的剪切应力。P 轴与 T 轴并非严格地对应于引起地震的应力，其实，在不均匀真实介质中的主应力方向与断层平面解的关系是相当复杂的。然而采用 P 轴和 T 轴而不采用节平面描述断层面解，存在一些优点。P 轴与 T 轴可明确地通过并非断层面引起的拉张区和压缩区的象限分区来确定。这们表明波振幅最大值的方向，即使只有若干个观测点，仍可通过选择对应于 T 轴的压缩平均方位和 P 轴的拉张平均方位，给出它们的近似方位。

有时候甚至可以采用 P 波初动振幅，与所观测到的初动极性一起用于精确测定断层平面解。在这方面有两种可能的途径，其一是仅只应用波动极性资料，在震源球上观测 P 波初动，以求解其预期的在震源处的由辐射花样式（9.55）所定义的这一对正交的平面。其二是类同于 P 波初动极性确定节面解的方法，但对应于压缩和膨胀，将最大的振幅归一化为 1，采用相对振幅大小，在震源球上由方位角 φ 和离源角 i 来确定，用标识符号表示观测点，随后用上述同样的方法来精确测定断层平面解。

断层平面解表示了在震源区断裂发生的类型。若倾角 $\lambda=0$ 或 π，则该断层叫做走向滑动、侧向或横向断层。与此相反，若 $\lambda=\frac{\pi}{2}$ 或 $-\frac{\pi}{2}$，则该断层称作倾向滑动断层。图 9.12 表示走滑与倾滑断层的断层解的基本类型。更一般化的断层为走滑断层与倾滑断层这两者的组合，通常叫做斜向滑动断层。有两种走滑断层和两种倾滑断层。右旋断层，其断层两侧的相对位移在其右侧（图 9.13A）。而左旋断层，即左旋走滑断层，其两侧的相对位移在其左侧（图 9.13B）。对垂直走滑断层（$\delta=\frac{\pi}{2}$），其上盘与下盘的选择是任意的，对其走向有两种可能的选择，沿走向看，其右手向块体标识为上盘，此时，当倾角 $\lambda=0$ 时，定义为左旋走滑断层，而 $\lambda=\pi$ 则为右旋走滑断层（Aki 和 Richards，1980）。同

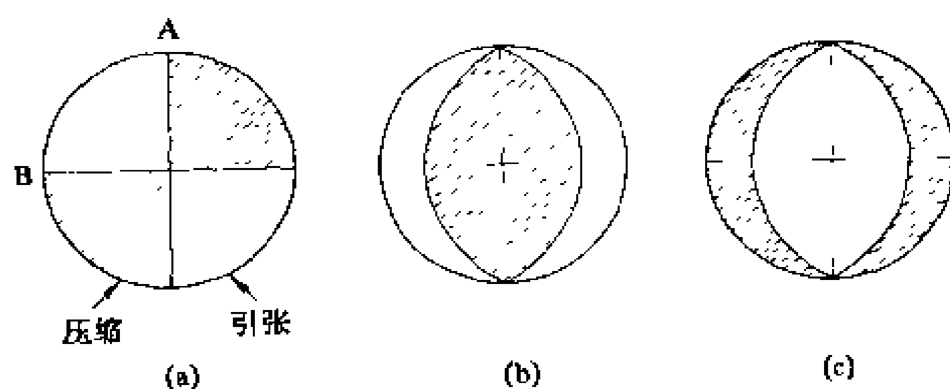


图 9.12　断层平面解的基本类型：(a) 走立走滑断层；(b) 倾滑逆断层；(c) 倾滑正断层

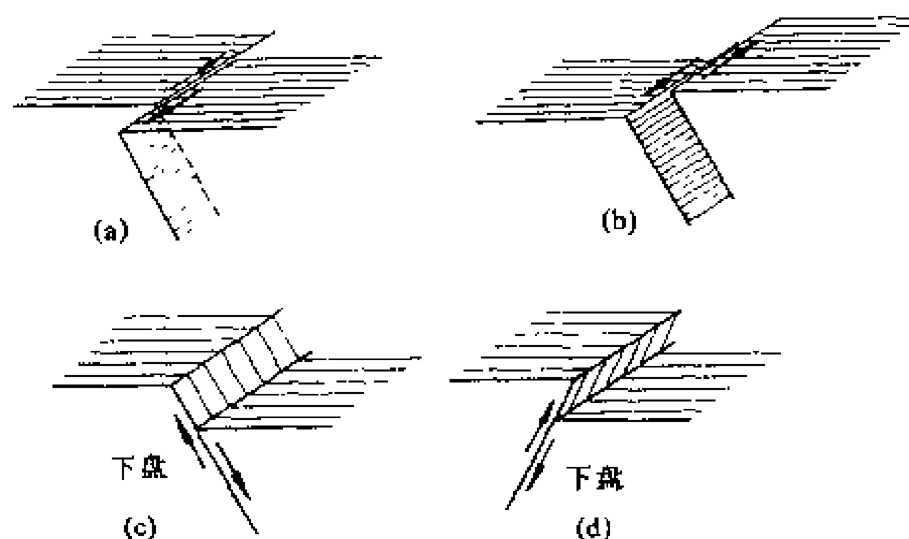


图 9.13　走滑断层的两种类型：(a) 右旋断层；(b) 左旋断层。倾滑断层的两种类型：(c) 正断层，(d) 逆断层 (Ben-Menahem 和 Singh，1981，图 4.22 和图 4.23)

样，当倾角 $\delta=\frac{\pi}{2}$ 时，$\lambda=0$ 和 $\lambda=\pi$ 也分别具有左旋断层和右旋断层的特性。当 λ 范围为 $0\sim\frac{\pi}{2}$ 和 $-\frac{\pi}{2}\sim 0$ 时，倾滑断层具有左旋走滑成分，同样，当 λ 范围在 $\pi/2\sim\pi$ 和 $-\pi\sim-\frac{\pi}{2}$ 时，则具有右旋走滑成分。

倾滑断层可分为两类，倾滑破裂为上盘相对于下盘向下运动，则称作正断层（图 9.13c），反之，上盘相对于下盘向上运动的，则称为逆断层。（图 9.13d）。倾角 $\delta < 45^\circ$ 的逆断层，叫做冲断层，而 $\delta < 10^\circ$ 的，叫做逆掩断层，纯倾滑逆断层为倾角 $\lambda = \pi/2$，纯的倾滑正断层为 $\lambda = -\frac{\pi}{2}$。更一般的观念是，λ 范围在 $0 \sim \pi$ 间的带有逆断层的性质，而 λ 范围在 $-\pi \sim 0$ 间的，则叫做正断层。

因此，仰角数值和符号可确定震源断裂的类型，若在图 9.11 中第一个节面（弧 *FBCG*）选定为断层面，则该图表示具有少许左旋分量的正断裂作用，另一方面，若第二个节面（弧 *WBAE*）选定为断层面，那么该图所表示的，则为具有少许右旋分量的正断裂作用。要注意的是由初动资料所求得的断层面解所描述的是对应于震源初始破裂的震源机制。在破裂传播中，尤其是在大地震事件中，其机制可能是改变的，因此，其最终状态的确定必须根据对整个波形数据的反演。

对一组给定的 P 波数据，为了约束可能断层平面解的范围，偶尔也采用 S 波观测数据，虽然该方法在识别 S 波初动方面由于众所周知的困难而受到严格限制。为了从 S 波观测资料确定断层面解，就需要三分向地震图，与 P 波一样，仅采用了 SV 与 SH 的符号或 S 波符号以及它们的振幅。其符号的定义采用通常惯用的习俗：从射线的入射面中，方向向上的为正，当从源向接收点看，其方向在射线的右边的则 SH 波为正，而入射面为一包含源与接收点的垂直平面（图 9.4 中的 $\mathbf{\Gamma}$ 矢量）。

S 波震源机制研究中最常采用的技术是依据于它们的极化或称偏振。在横切地震射线的平面中，S 波运动方向具有一优势方位，它是由震源特性所确定的，即意味着 S 波被平面极化。对根化的最佳描述是根据极化角 ε，如图 9.4 中所示，它是 S 波运动与入射平面间的夹角，由式

$$\tan \varepsilon = \frac{u^{SH}}{u^{SV}} = \frac{R^{SH}}{R^{SV}} \tag{9.65}$$

所定义，式中 u^{SH}、u^{SV} 为S波运动的SH和SV分量，R^{SH} 和 R^{SV} 为SH波和SV波的辐射花样，它们由式(9.56)和(9.57)所给定。沿从震源到接收点的一给定射线，可以认为 ε 保持为常量。

为了确定S波的极化角，尽可能接近S波到时读取同一时刻的分向的振幅值。然后作常规的仪器放大倍率校正。对于确定震源机制的其他一些方法而言，采用以S波极化迈出了一大步，因为它基本上不依赖于各种初动的读取或S波初动半振幅的读取。极化由空间的一条方位来描述，即使当小S波初动看不清而读取晚半个周期，它也能得到确定，即使此时初动的响应是错误的(相位差180°)，但其极化方位仍将保持是正确的。若接收点至震中的方位角为 φ_r，则通过转换S波运动的分量，将南北分量和东西分量的位移 u^N 和 u^E，可旋转变化形成径向分量 u^R 和切向分量 u^T，其形式为 (Herrmann, 1975)

$$u^R = -u^N\cos\varphi_r - u^E\sin\varphi_r \tag{9.66}$$

$$u^T = -u^N\sin\varphi_r - u^E\cos\varphi_r \tag{9.67}$$

式中 u^N 与 u^E 分别为取北向和东向为正，u^R 为离开震中方向为正，u^T 为当从震中处向观测点看时，在射线的右边方向为正向。由于在入射平面内 u^{SV} 定义为从射线向上方向为正，因此，径向分量 u^R 与 u^{SV} 方向相反，也就是说，由于在接收点取垂直分量 u^Z 向上为正，故径向分量 u^R 与垂直分量 u^Z 向上为正，故径向分量 u^R 与垂直分量 u^Z 正好方向相反。这为校验一簇S波观测质点的正确性提供了一种有用的手段。

若自由界面的相互作用不出现，则极化角 ε 可直接由径向与切向分量的值来定义，即

$$\tan \varepsilon = -\frac{u^T}{u^R} \tag{9.68}$$

在对应于每一台站的各点的震源球投影上可直接画出极化角。该

点位于投影的中心并以一小线段来表示对应于台站方位的 ϵ 角，取右向方位的 ϵ 为正，左向为负。S 波极化端部会聚于 T 轴和 P 轴，且与 P 波节面相垂直。如图 9.14 所示（Herrmann，1975）。S 波极化通常与 P 波观测一起进行解释。该解释由确定满足 P 波极性资料与 S 波极化资料的两个垂直节平面所构成。

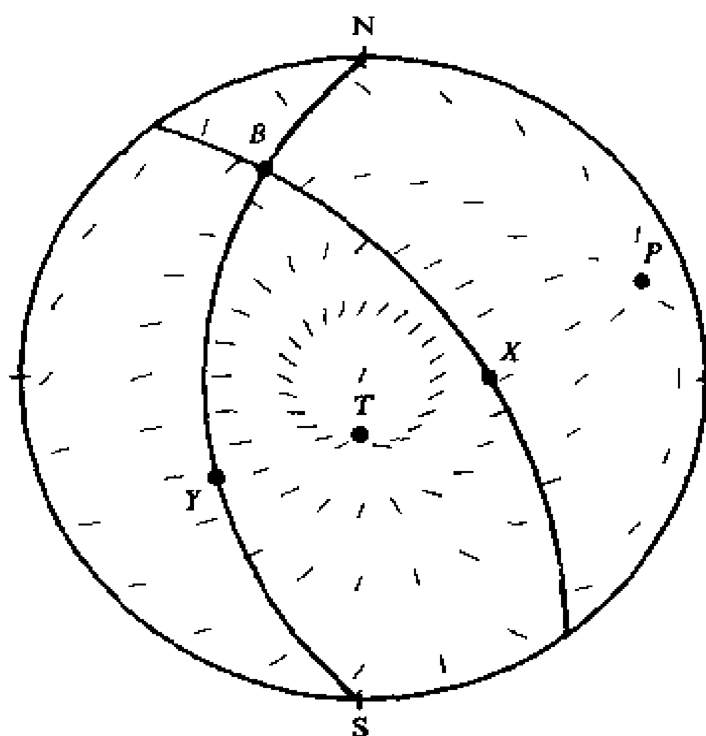


图 9.14　S 波极化花样，它表明在 P、T 轴会聚而与节面相垂直（Herrmann，1975，图 2）

另外，在 50 年代，苏联地震学家也广泛地采用振幅比，用于约束较少观测点资料的断层平面解。在 80 年代初期，该方法得到了修正，引入了 P 波、S 波振幅比形式以计算区域地震观测及近震观测的双力偶震源机制（Kisslinger，1980，1982；Kisslinger 等，1981）。该方法的基本出发点是由式（9.55）～（9.57）所给出的辐射花样，当仅由地震台网垂直分向记录时，所采纳的比值为 u^{SV}/u^{P}。Kisslinger 等（1981）给出了区域观测的恰当形式，并且 Kisslinger（1982）作了校正。P 波极性与 S/P

波比值资料的结合，为较少观测点的断层平面解的约束提供了一种有效的方法。

若P波初动观测或其他与震源机制相关的资料很少，则通常办法是确定综合断层平面解。对共同的震源机制，通过发生在一给定地区有限的时间区段内的一系列地震事件的P波极性观测或S波极化资料，获得其综合断层面解。该方法在天然小地震研究中得到了广泛的应用，偶尔也用于矿山小地震的研究中（例如：Gibowicz 和 Cichowicz，1986；Williams 和 Arabasz，1989；Wong等，1989）。这样的一种实践应引起注意，因为对所有包括地震事件的震源机制具有相同性这一修改可能并不真实，尤其在迅速变化的应力条件下的地下矿井中更是如此。

由计算机确定断层平面解有多种尝试，对断层平面解，大多数程序基本上试图比较在震源球上的所观测的P波初动，与从在震源处的一对正交平面理论所预测的P波初动的一致性。为了求得最佳一致性，这一对正交的平面假定为一系列的位置，通过震源点的整个空间立体角度进行系统地扫描，在任何一点，均计算其比值，且看其计算的数据如何，从而选取其比值最好的这一对正交平面作为节平面。Udias（1989）出色地阐述了用于确定断层平面解的数值方法和计算机程序。Knopoff（1961a，1961b）根据概率函数最早对该问题作了公式化处理，描述了在有噪声的情况下的初动极性。

Udias 和 Baumann（1969）发展了一种复合的方法，既包括了P波初动符号，同时也包括了S波极化角。该程序搜索这两种数据类型的综合最小误差 E，即

$$E = \left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\epsilon_i - \epsilon_{ci})^2\right]^{1/2} + 100\sum_{i=1}^{N} \mid \operatorname{sgn} u_{pi} - \operatorname{sgn} u_{pci} \mid \tag{9.69}$$

式中 ϵ_i 和 ϵ_{ci} 为所观测的和所计算的S波极化角，而 $\operatorname{sgn} u_{pi}$ 和 $\operatorname{sgn} u_{pci}$ 则分别为所观测的和所计算的S波初动符号，E 为S波极

化角标准残差与P波数据矛盾数乘于100之和。后者作为一种约束，它等价于采用P波观测资料。该程序搜索震源的方位，在P波数据具有最小误差的求解区域内，S波资料得到最佳满足。通过它确定震源取向的X轴和Y轴在极化角上的系统改变，并取极化角以小的递增，来获得该解，Chandra（1971）对此作了改进，引入了权重方法，给予P波和S波以类似的权重。

Pope（1972）和Dillinger等（1992）以更直观的统计方法又一次综合考虑了P波与S波极化角问题。对于混合求解，提出了一种似然函数作为P和S波似然函数的结果，该程序使求解的X轴和Y轴连续不断地旋转，以找到使似然函数为最大的那些值。最近，对于近震断层机制，由Zollo和Bernard（1991）描述了S波极化与P波极化的一种联合反演。该方法依据观测到与断层参数的联合概率密度函数。另一方法是由De Natale（1991）等提出来的，是用于求解近震震源机制的，它依据对走滑、倾滑、以及来自P波极性、S波极化的震源断层的倾角和S/P振幅比的概率函数的非线性估计。该方法被证明，由于S/P振幅比对断层参数提供了强有力的约束，对近距离的小地震记录是有效的。

Keilis-Borok等（1972）提出了该问题的一种概率公式化方法，它依据于最大似然法，采用P波极性资料。若a_k是所观测的P波初动符号，α_k是理论上的符号，那么最大的似然函数L由下式给出

$$L = \sum_{k=1}^{N} \pi_k^{(a_k+1)/2}(1-\pi_k)^{(a_k-1)/2} \tag{9.70}$$

式中π_k为台站k所对应模型P波极性的校正读数的概率，它由下式给出

$$\pi_k = p\frac{1+\alpha_k}{2} + (1-p)\frac{1-\alpha_k}{2} \tag{9.71}$$

式中p为读出一压缩符号的概率，α_k为定义的模型的X轴与Y轴

的角度的函数。通过搜索程序找到函数 L 的最大值从而求得这些参数的最大似然估计。用类似的方法也可获得这些参数的适当的可信度。

Brillinger 等（1980）将该问题延伸为，考虑在给定区域内一组地震的断层平面解问题。该方法同时处理来自若干个地震的资料，其特解是作为一般问题的一个特殊情况来考虑。对所观测的初动概率分布进行了比较，为了简化，虽仅考虑 P 波初动，但不难将其扩展到 S 波极化角。对一单个地震，该模型假定：在一给定台站，所观测到的压缩或膨胀的概率，是该台站所预测的理论振幅的函数。那么，在台站 j 所读出的压缩的概率可写为

$$\pi_j = \gamma + (1 - 2\gamma)\Phi[\rho A_j(\boldsymbol{\theta})] \tag{9.72}$$

式中 γ 为一小量($0 \leqslant \gamma \leqslant 1/2$),它对应于读数误差;$\Phi$ 为正则积累分布函数;$\rho = \alpha/\sigma$,这里 α 为一比例常数,σ 为噪声标准偏差;A_j 为归一化预测振幅,它由任意三个独立的角度构成对震源的特定方位。

该问题的解在于求解震源(T、P 或 X、Y 轴)的方位,使得其概率最大,这一方位对应于观测集合 Y_j。可由 L 的最大似然函数来求出，其形式为

$$L = \sum_{j=1}^{N} \log\left\{\frac{1}{2}[1 + (2\pi_j - 1)Y_j]\right\} \tag{9.73}$$

由于 L 是所含参数的可微函数,因此可有效地计算它的最大值。该程序使用了给定初值的迭代过程,估算的标准误差,和应用于震源参数值的试验方法。为了检测解的优化程度,引入记号 p 叫做校正极化比例

$$p = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(1 + Y_j \operatorname{sgn} A_j) \tag{9.74}$$

该值与 N 个所使用数据值,还有震源参数的标准偏差,是提供解的质量的必要指标。

对一组地震,在台站 j 读入地震 i 的压缩符号的概率由类似于

(9.72) 的表达式所给出，其形式为（Brillinger 等，1980）

$$\pi_{ij} = \gamma + (1 - 2\gamma)\Phi[\rho_i A_{ij}(\theta)] \tag{9.75}$$

式中 ρ_i 为将每一事件的所有观测参数集的权重值。这些参数在似然函数的最大值化过程中，是作为变量进行的。对应于式 (9.73) 的似然函数为

$$L = \sum_{i=1}^{M} \sum_{j=1}^{N_i} \log \left\{ \frac{1}{2}[1 + (2\pi_{ij} - 1)Y_{ij}] \right\} \tag{9.76}$$

式中 M 为地震数，N_i 为对每一地震的观测数，Y_{ij} 为极性观测值。在 L 的最大值化过程中变数为 $M+3$；对 $i = 1, \cdots, M$，其联立解的方位由三个角度和 ρ_i 值所描述。为了开始迭代，必须与一个初始解一起，给定一组 ρ_i 的初始化等值，在迭代中，其所预测的那些观测值与联立解具相反的符号的地震事件，则设定 ρ_i 为负值。为了知道外延的地震事件是否与联立解相一致，就需要检测每一事件的记号 p_i[式(9.74)]以及 p_i 与 ρ_i 的关系曲线。完全一致的，$p_i = 1$ 而 ρ_i 趋于无穷。为了区分各个地震事件，采用了 p 的一个阈值，对低于该值的地震事件，被认为是与联立解所求得的震源机制不相同的。通过逐次寻找联立解，可使得该程式连续进行。由这一严谨统计的方法所构成的断层平面解，对由采矿所诱发的地震事件的震源机制研究将具有校高的使用价值。

在研究震源机制方面，虽然有许多其他的方法得到了发展，诸如矩张量反演和波形分析，但由于断层平面解方法的简单使其仍得到了广泛的采用。今天的断层平面解在地震构造研究方面提供了标准资料。许多国家和国际地震机构计算和出版震源机制资料，是作为一种日常的工作。然而，对一大部分地震事件，双力偶震源，仅仅是一种可能的机制，而并非必定如此，尤其是对应于由火山现象引发的地震事件和人类活动引发的地震事件。对于确定点源的机制，地震矩张量的反演是一种最常用的方法，它可以回答日益增多的问题，诸如如何确定在矿区中的地震事件是否为无剪切作用的地震事件。

§9.5 矩张量反演

在式(9.36)和(9.37)中,已引入的矩张量为通常地震点源等价力一阶近似的完整描述,而双力偶正是它们之中的一种形式。Gilbert(1970)引入地震矩张量,从观测资料计算地震矩张量元素,即谓之矩张量反演。Backus 和 Mulcahy(1976)和 Backus(1977a, 1977b)对地震矩张量的概念作了进一步的发展。

震源看成是对所设想的弹性应力状态的偏离，由此产生并给出地震震源一个适宜描述。应力张量分为纯弹性部分和非弹性部分，后者就是 Backus 和 Mulcahy（1976）称作的“应力剩余”。通过等价力的存在表征物理上的震源区的特点，因此造成模型应力与实际物理应力两者的差异。而在震源区域以外的地区，则应力剩余与等价力就不存在了。

在体积 V 内,以等价体力密度 f_i 分布的震源,时间 t 在点 x 所产生的位移 u_k，由下式给出（Aki 和 Richards，1980；Kennett，1988：Jost 和 Herrmann，1989；Vasco 和 Johnson，1989）

$$u_k(\mathbf{x},t)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_V G_{ki}(\mathbf{x},t;\mathbf{r},t')f_i(\mathbf{r},t')\mathrm{d}V\mathrm{d}t' \quad (9.77)$$

式中 $G_{ki}(\mathbf{x},t;\mathbf{r},t')$ 为包含源$(\mathbf{r},t')$至接收点$(\mathbf{x},t)$间的传播效应的格林函数。在点 $\mathbf{r}=\xi$ 附近，可将该格林函数展开为一泰勒级数（Stump 和 Johnson，1977），即

$$G_{ki}(\mathbf{x},t;\mathbf{r},t')=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}(r_{j_1}-\xi_{j_1})\cdots$$
$$(r_{j_n}-\xi_{j_n})G_{ki,j_1,\cdots,j_n}(\mathbf{x},t;\xi,r,t') \quad (9.78)$$

式中，标记之间的逗号表示对逗号后面的坐标 $(j_1,\cdots,j_n)$ 的偏微分。对于小震源，参考点的位置通常取为震源，为此，对扩展断层，参考点取震源的矩心，我们得到改进了的表达式，与时间有关的力矩张量定义为

$$M_{ij_1\cdots j_n}(\xi, t') = \int_V (r_{j_1} - \xi_{j_1})\cdots$$
$$(r_{j_n} - \xi_{j_n}) f_i(\mathbf{r}, t')\mathrm{d}V \qquad (9.79)$$

位移可表示为各项的求和，这些项可分辨震源的附加细节，叫做多重展开（Backus 和 Mulcahy，1976；Stump 和 Johnson，1977；Aki 和 Richards，1980；Kennett，1983；Jost 和 Herrmann，1989；Vasco 和 Johnson，1989）

$$u_k(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} G_{ki,j_1\cdots j_n}(\mathbf{x}, t; \xi, 0) *$$
$$M_{ij_1\cdots j_n}(\xi, t) \qquad (9.80)$$

式中 * 为时间褶积。

若震源尺度与所观测的地震波波长相比较很小，则仅需考虑式（9.80）中的第一项，那么位移可写为

$$u_k(\mathbf{x}, t) = G_{ki,j}(\mathbf{x}, t; \mathbf{0}, 0) * M_{ij}(\mathbf{0}, t) \qquad (9.81)$$

这里有 $\xi = \mathbf{0}$。假定依赖于时间的地震矩张量的所有分量，具有相同的时间依赖关系 $s(t)$，这样的情况叫做同步震源（Silver 和 Jordan，1982），其位移可表示为

$$u_k(\mathbf{x}, t) = M_{ij}[G_{ki,j} * s(t)] \qquad (9.82)$$

式中 $s(t)$ 往往叫做震源时间函数。因此，位移 u_k 为地震矩张量元素与方括弧内的项的线性函数。若震源时间函数为一 δ 函数，则在方括弧中仅存在左边项 $G_{ki,j}$，如图 9.3 中描述了的九个一般力偶（Jost 和 Herrmann，1989）。

一般而言，描述常规双偶极震源的二阶震源矩张量 M 有九个分量 M_{ij}，在一给定的参数框架中表示为一个 3×3 的矩阵，即可表示为（Ben-Menahem 和 Singh，1981）

$$\mathbf{M} = M_{ij}e_ie_j = \frac{1}{3}(M_{11} + M_{22} + M_{33})(e_1e_1 + e_2e_2 + e_3e_3) +$$
$$\frac{1}{3}(2M_{11} - M_{22} - M_{33})e_1e_1 +$$

$$\frac{1}{3}(2M_{22} - M_{33} - M_{11})e_2e_2 +$$

$$\frac{1}{3}(2M_{33} - M_{11} - M_{22})e_3e_3 +$$

$$\frac{1}{2}(M_{32} + M_{23})(e_3e_2 + e_2e_3) +$$

$$\frac{1}{2}(M_{32} - M_{23})(e_3e_2 - e_2e_3) +$$

$$\frac{1}{2}(M_{13} + M_{31})(e_1e_3 + e_3e_1) +$$

$$\frac{1}{2}(M_{13} - M_{31})(e_1e_3 - e_3e_1) +$$

$$\frac{1}{2}(M_{21} + M_{12})(e_2e_1 + e_1e_2) +$$

$$\frac{1}{2}(M_{21} - M_{12})(e_2e_1 - e_1e_2) \tag{9.83}$$

式中 e_i 和 e_j 为沿 x_i 和 x_j 方向的单位矢量，式中右边的第一项表示为一压缩中心，其后项分别描述沿坐标轴的三个偶极子、三个双力偶以及三个转动力矩。这就是分解理论。压缩中心来自地震矩的各向同性部分，对应于震源中的体积的改变。其余的九个源项形成了地震矩的偏张量部分。该偏张量部分可进一步分解，它可以有许多种不同的分解方法。

对于等价力的角动量守恒导致了地震矩张量的对称性(Gilbert，1970)。若矩张量是对称的，那么有 $M_{ij} = M_{ji}$，式(9.83)中的转动力矩项就消失。对称二阶矩阵的本征值 m_1, m_2 和 m_3 均为实数，其本征矢量 $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ 和 $\mathbf{a}_3$ 相互正交。那么从式(9.83)可得出这样的结论：矩张量可分为解为 1 个各向同性部分和三个矢量偶极子部分（Ben - Menahem 和 Singh，1981；Jost 和 Herrmann，1989)

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(m_1 + m_2 + m_3)\mathbf{I} + \frac{1}{3}(2m_1 - m_2 - m_3)\mathbf{a}_1\mathbf{a}_1 +$$

$$\frac{1}{3}(2m_2 - m_3 - m_1)\mathbf{a}_2\mathbf{a}_2 + \frac{1}{3}(2m_3 - m_1 - m_2)\mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 \tag{9.84}$$

式中 $\mathbf{I} = \{\delta_{ij}\}$ 为标称矩阵，震源机制的各向同性分量通常认为是与发生在深源地震震源中的所预测的相变有关。但最近的研究结果表明，突然的内爆相变不被看成是深源地震的初始物理机制 (Kawakatsu, 1991a)。另一方面，浅源地震的震源过程，诸如 1985 年 5 月 14 日发生在莫桑比克北方海岸线外的地震，可认为是作为一正断层和随其后的一个各向同性源的组合（Honda 和 Yomogida, 1991)。

式 (9.84) 也可表示为如下形式

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(m_1 + m_2 + m_3)\mathbf{I} + \frac{1}{3}m_1(2\mathbf{a}_1\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_3\mathbf{a}_3) + \frac{1}{3}m_2(2\mathbf{a}_2\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_1\mathbf{a}_1) + \frac{1}{3}m_3(2\mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_1\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2) \tag{9.85}$$

式中第二项 $2\mathbf{a}_1\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_3\mathbf{a}_3$ 表示在本征向量 $\mathbf{a}_1$ 方向上 2 个长度单位的压缩偶极子和沿 $\mathbf{a}_2$ 和 $\mathbf{a}_3$ 轴分别为 1 个长度单位的两个膨胀偶极子的代数和。震源的这种类型叫做补偿线性矢量偶极子 (CLVD)。因此，一个一般的具有对称矩张量的偶极子震源，等价于一个压缩中心和三个互相正交的补偿线性矢量偶极子 (CLVD)。

反之，一对称矩张量可分解为一个各向同性分量、一个主要的双力偶和一个次要的双力偶，这是由 Kanamori 和 Given (1981) 所引入的。由于矩张量的主轴方向保持不变（Jost 和 Herrmann, 1989)，因此，该主力偶似乎是由双力偶表示的一般震源的最佳近似。为了构成该主要双力偶，取最小本征值的本征矢量（在绝对意义上）为零轴. 同时假定，矩张量的纯偏张量本征值 m_i^{d} 为

$$m_i^{d} = m_i - \frac{m_1 + m_2 + m_3}{3} \tag{9.86}$$

且有 $|m_3^{d}| \geqslant |m_2^{d}| \geqslant |m_1^{d}|$。那么其完全分解可定为（Jost 和 Herrmann，1989）

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(m_1 + m_2 + m_3)\mathbf{I} + m_3^{d}(2\mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2) + m_1^{d}(2\mathbf{a}_1\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2) \tag{9.87}$$

式中第二项代表大双力偶，第三项代表小双力偶。通过由最大的两个本征值（绝对值概念）的平均值来替代，用同样的方法可构造一最佳双力偶（Giardini，1984）。

根据 Knopoff 与 Randall（1970）以及 Fitch 等（1980）的工作，一个矩张量可分解为一个各向同性部分、一个补偿线性矢量偶极子以及一个双力偶。我们再次假定在式（9.86）中有 $|m_3^{d}| \geqslant |m_2^{d}| \geqslant |m_1^{d}|$ 以及有同样的主应力，它们产生 CLVD 和双力偶辐射，那么可得到下述的分解（Jost 和 Herrmann，1989）

$$\mathbf{M} = \frac{1}{3}(m_1 + m_2 + m_3)\mathbf{I} + m_3^{d}F(2\mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1\mathbf{a}_1) + m_3^{d}(1 - 2F)(\mathbf{a}_3\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2\mathbf{a}_2) \tag{9.88}$$

式中 $F = -m_1^{d}/m_3^{d}$。对于由采矿诱发的地震事件的震源研究来说，这样一种分解似乎是我们所最感兴趣的事情之一。我们考虑 CLVD 作为以下一些问题的模型，它在深源地震事件具有突发的相变（Knopoff 和 Randall，1970）方面，在表现为高压流体深入岩石发生拉张断裂（Julian 和 Sipkin，1985；Foulger，1988），以及它的复杂震源的解释（Frohlich 等，1989）。对应于一个短轴压缩的 CLVD 源，可解释为煤柱采煤法所伴生的地震事件的震源机制的类型之一，这是由 Lenhardt 和 Hagan（1990）提出来的，并且在南非的深坚硬岩石矿井现场中观测到这一现象。

对矩张量元的反演有许多种方法，既可在时间域里也可在频率域里进行反演，对不同的数据，可以单独一个一个来做也可综

合一起来做。时间域里矩张量的反演是依据式（9.82）所描述的公式（Gilbert，1970；Stump 和 Johnson，1977；Strelitz，1978；Fitch 等，1980；Langston，1981)。若震源时间函数未知或它无法估计或者不支持同步震源的假定，那么就应选择频率域的途径(Gilbert，1973；Gilbert 和 Buland，1976；Stump 和 Johnson，1977；Patton 和 Aki，1979；Kanamori 和 Given，1981)。参照式(9.82)，频率域中对每一频率 f 的位移可表示为

$$u_k(\mathbf{x},f) = M_{ij}(f)G_{ki,j}(f) \tag{9.89}$$

式（9.82）和（9.89）两者都将分别导致时间域或频率域中的线性反演，为此，已有一系列的快速计算机算法可选用（Lawson 和 Hanson，1974；Press 等，1990）

$$\mathbf{u} = \mathbf{G}\mathbf{m} \tag{9.90}$$

在时间域里，矢量 **u** 由在不同台站观测到的地面位移的几个样本值所构成，**G** 为 $n \times 6$ 矩阵，它包含了用适当算法和地球模型所计算的格林函数，$\mathbf{m} = (M_{11}, M_{12}, M_{22}, M_{13}, M_{23}, M_{33})$，为一矢量，它包含了要被确定的六个矩张量元素。在频率域，式(9.90) 分别为每一频率所描写，矢量 **u** 由位移的实部和虚部所组成，矩阵 **G** 和矢量 **m** 同样包括实部和虚部，**m** 也包括了每一矩张量元的震源时间函数的变换。Aki 和 Richards（1980）给出式（9.90）中对 **m** 的详细求解过程。Oncescu（1986）给出了对区域和近震地震图的程序的详细描述。O'Connell 和 Johnson（1988）描述了对微震事件的矩张量反演的应用。

按照 Jost 和 Herrmann（1989）的工作，矩张量反演的过程步骤大致可简述如下。

第一步为资料的获取与预处理。其数据应具有良好的信噪比以及对震源球具有良好的覆盖（Satake，1985)；其水平分量将被旋转变换为径向与切向分量；进行线性漂移的识别与消除；考虑仪器的效应影响；采用标称仪器响应或采用在记录上进行脉冲校正以对仪器进行校正检验，将对仪器的极性进行校验；通过低

通滤波消除数据中的高频噪声。

第二步考虑震源与收接点间的地质结构、点源的定位、接收点的位置。式（9.82）中的震源时间函数通常假定为一阶梯函数（Knopoff 和 Gilbert，1959）或者为一滑梯函数（Haskell，1964），它们用于反演（Gilbert，1970；Stump 和 Johnson，1977；Dziewonski 等，1981；Kanamori 和 Given，1981）。当需要揭示震源时间函数时，要采用大波形反演方法（Burdick 与 Mellman，1976；Wallace 等，1981）。

第三步为线性反演，即方程（9.90）的求解。通常反演是根据最小二乘问题加以公式化处理（范数 L_2）（Gilbert 和 Buland，1976；Mendiguren，1977；Stump 和 Johnson，1977），当需要灵敏度低、误差增加时，也采用其他的范数（诸如范数 L_1）。

矩张量反演中的主要难点在于对地质上复杂介质的格林函数的合适计算。通常对于不同的位移向量具有不同的格林函数，对于不同台站格林函数取不同的值。在时间域里最简单的方法是直接使用由式（9.41）、（9.42）和（9.43）所描述的 P、SV、SH 波的震源辐射公式。Fitch 等（1980）、De Natale 等（1987）以及另一些学者采用了这一方法。一种更严密的方法是基于 Haskell - Thomson 的矩阵传播函数法（Haskell，1953），该方法由 Knopoff（1964）和 Dunkin（1965）进行了修改，并用于频率域。计算格林函数的另一个方法是将从观测记录和一已知震源所确定的格林函数作为一先检值，这对于有可能有横向不均匀的高度复杂结构尤为有效。这种相对的矩张量确定法，最初是由 Strelitz（1980）在对复杂深源地震的子事件的研究时所提出。Oncescu（1986）将该方法作了拓展，用于仅有若干个台站所记录的独立小地震事件研究。

若地震事件的震源深度已知，资料具有足以够精度，那么可对大量的尝试深度进行线性反演。其最可能的深度将使观测的与理论的波形间的误差极小（Mandiguren，1977；Patton 和 Aki，

1979；Sipkin，1982）。

习惯上通过本征值将矩张量做极化处理。即只需将矩张量由地理坐标旋转到它们的主轴上，那么矩张量可写成对角线的形式

$$M_{ij} = m_i \delta_{ij} \tag{9.91}$$

式中 m_i 为 M 的本征值。通常矩张量所有的本征值 m_i 是各不相同的。通过约束矩张量具有零迹，可得到无体积变化的震源，即

$$\mathrm{tr}\,\mathbf{M} = m_1 + m_2 + m_3 = 0 \tag{9.92}$$

或写成更一般的形式为

$$\mathrm{tr}\,\mathbf{M} = M_{11} + M_{22} + M_{33} = 0 \tag{9.93}$$

矩张量对角线元素之和除以 3，为与震源有关的体积改变的一个度量。很容易证明，对双力偶震源地震矩，**M** 的主值为零，这意味着它的行列式的值也必须为零，即

$$\det\,\mathbf{M} = m_1 m_2 m_3 = 0 \tag{9.94}$$

或表达成一般形式为

$$\det\,\mathbf{M} = M_{11}M_{22}M_{33} + 2M_{12}M_{23}M_{13} - M_{11}M_{23}^2 - M_{22}M_{13}^2 - M_{33}M_{12}^2 = 0 \tag{9.95}$$

因此，对于双力偶震源，detM 与 trM 趋于零是其充足且完全必要的条件。对于更一般的情况，矩张量 **M** 的本征值可很容易地求得，正如 Kennett（1988）所作出的表述。

有关矩张量的零迹的非各相同性约束为线性的，然而，对双力偶震源的地震矩，其行列式零值的约束则是非线性的。为了在这些约束条件下解式（9.90）这一线性方程组，采用了拉格朗日乘法（Strelitz，1980；Oncescu，1986）。该方程组将通过反复迭代来求解，直至行列式 detM 与迹线 trM 收缩为零。由一给定的矩张量可确定地震矩标量 M_0 为

$$M_0 = \frac{1}{2}(|m_1| + |m_2|) \tag{9.96}$$

式中 M_1 与 M_2 为绝对值最大的本征值。也可由如下关系式来等价地估算该地震矩（Silver 和 Jordan，1982）

$$M_0 = \left(\frac{\sum M_{ij}^2}{2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\sum m_i^2}{2} \right)^{1/2} \tag{9.97}$$

在揭示出矩张量之后，纯双力偶模型的解的偏差可以下面比值来计算（Dziewonski 等，1981）

$$\varepsilon = \frac{|m^d|_{min}}{|m^d|_{max}} \tag{9.98}$$

式中 $|m^d|_{min}$ 和 $|m^d|_{max}$ 分别为绝对值最小与最大的偏本征值。该比值的范围可以纯双力偶震源的0值至纯补偿线性矢量偶极子的0.5。另一方面，比值 ε 也可由 ε 乘于200，即CLVD的百分比来表达。纯双力偶的百分比为 $100(1-2\varepsilon)$。Dziewonski 和 Woodhouse（1983）、Giardini（1984）研究了对应于地震矩以及地震的空间分布的 ε 的变化。Silver 与 Jordan（1982）引入了各向同性、偏量以及总地震矩标量的概念，提出了一种以计算矩张量的各向同性与向量方法。为了识别非双力偶矩张量分量，最近已提出了一些图像方法（Pearce 等，1988；Hudson 等，1989；Riedesal 和 Jordan，1989）。由地震波形误差的上下界，精确地映射到确定矩张量特性的上下界，这样一种方法是由 Vasco（1990）所提出的。这些特性为矩张量三个方面的守恒不变：迹值不变、行列式值不变以及对角线子行列式的和不变。只要找到这些独立坐标变量的上界与下界，就可以确定为了满足数据是需要非双力偶机制还是需要震源体积变化。进一步说，满足数据的模型范围，是如何更好地约束震源特性的一个标志。

一般来说，矩张量反演包括两个主要的假定：(1) 对一给定频率的地震波面言，将地震作为点源来对待；(2) 地球结构对地震波的影响是完全可模拟的。若地震并不表现为一点源或假定的结构模型并不正确，即使震源机制为双力偶的，其所给出的矩张量也可能包含一个大的非双力偶向量（Strelitz，1978；Barker 和 Langston，1982）。为了改进满足适合地震图的格林函数而增加震源结构模型的复杂性、改进方位覆盖面，以及时间函数以补偿

格林函数的不足，这些均能降低非双力偶向量的大小（Johnston 和 Langston，1984）。

美国地质调查局几年里一直将矩张量反演作为日常工作来做。哈佛大学研究小组正规地出版了在远震图上记录到的所有的较大地震的矩心矩张量解（由波形资料联立反演最佳点源的震源参数以及对于矩张量的六个独立元素）。

然而，对于近震事件的矩张量反演技术的应用则是新近的变化。Saikia 和 Herrmann（1985，1986）使用该技术以解释在近距离上所观测到的加拿大 1982 年 Miramichi 地震以及美国 1982 年 Arkansas 震群中的三个地震的体波振幅。Oncescu（1986）采用了一种简单而有效的方法，用于确定了来自罗马尼亚 Vrancea 地区的 95 个中深小震的相对矩张量，这些地震是由一近震台网所记录的。De Natale 等（1987）对来自意大利 Campi Flegrei 的 10 个小火山地震事件进行了矩张量反演计算。O'Connell 和 Johnson（1988）对加利福尼亚 Geysers 地热场的三个小震在频率域中进行了矩张量反演。最近 Ebel 和 Bonjer（1990）对德国西南部的 0.5～2.2 级小地震进行了矩张量反演，更进一步证实直达 P 波与 S 波振幅对震源机制可以互换。Koch（1991）检验了两种适用于高频的近场源波形数据的矩张量反演的方法。对近源数据，已提出了一种算法，在该算法中引入了稳定程序。在时间域与在频率域这两类方法中，均允许处理完全与时间有关的矩张量。Ohtsu（1991）应用矩张量分析了在原地进行水压致裂试验中的声发射记录资料。他采用矩张量分量对裂隙类型进行了分类，同时确定了裂隙的走向。

在采矿诱发的地震事件的震源机制研究中，有关矩张量反演已发表的工作很少。

Sato 和 Fujii（1989）研究了日本 Sunagawa 煤矿的大尺度瓦斯气体喷发的震源机制，该事件发生在 1986 年 1 月。他们采用了一种新的方法，在频率域里计算矩张量，并将其应用于矿山地

下地震台网所记录的 15 个地震事件。在与该瓦斯气体喷发有关的 15 个被研究的矿山地震中，12 次地震事件可解释为是双力偶震源机制型的。与这些结果相对照，在日本 Horonai 矿所观测到的两个小地震事件的矩张量反演结果表明它们为非双力偶事件 (Fujii 和 Sato，1990)。这两次矿山地震与长壁式开采有关且位于该项开采的工作面附近。

在南非的 Welkom 地震台网中最近引入了集成地震系统 (ISS) (Mendecki，1990；Mendecki 等，1990)，它包括了一个软件包，该软件包能计算地震矩张量的所有分量。发生在 Orange Free 国有采矿区的一矿井岩脉中的三次地震，它们发生于 1991 年 4 月 9 日，并具有体震源特性，进行了地震矩反演，结果提供了很好的例证以说明资料的种类在地震矩分析中的重要性 (由 ISS 国际有限公司的 G. Van Aswegen 所描述)。主震发生在 01^h09^m，矩震级 $M = 2.1$，两个余震有相同的矩震级 $M = 1.8$，分别发生在 09^h24^m 和 12^h27^m。该直立岩脉为东西走向。被开采的矿脉为一平面且向东倾斜 16°，主事件发生很强烈，有高局部化的破坏性质，岩脉发生"爆炸"，常规矩张量反演提供了如下结果 (由本征矢量所定义的坐标系的对角化形式)：

$$\underset{\text{矩张量}}{\begin{bmatrix} 0.14 & 0.00 & 0.00 \\ 0.00 & -0.06 & 0.00 \\ 0.00 & 0.00 & 1.41 \end{bmatrix}} = 0.494 \underset{\text{各向同性}}{\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}} +$$

$$+ 0.355 \underset{\text{CLVD}}{\begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{bmatrix}} + 0.202 \underset{\text{DC}}{\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}} \qquad (9.99)$$

它具有最小的各向同性分量，对应于拉伸的分量以及有最小的双力偶 (DC) 分量。

两个余震也发生在岩脉中，第一次余震比主地震事件期间的

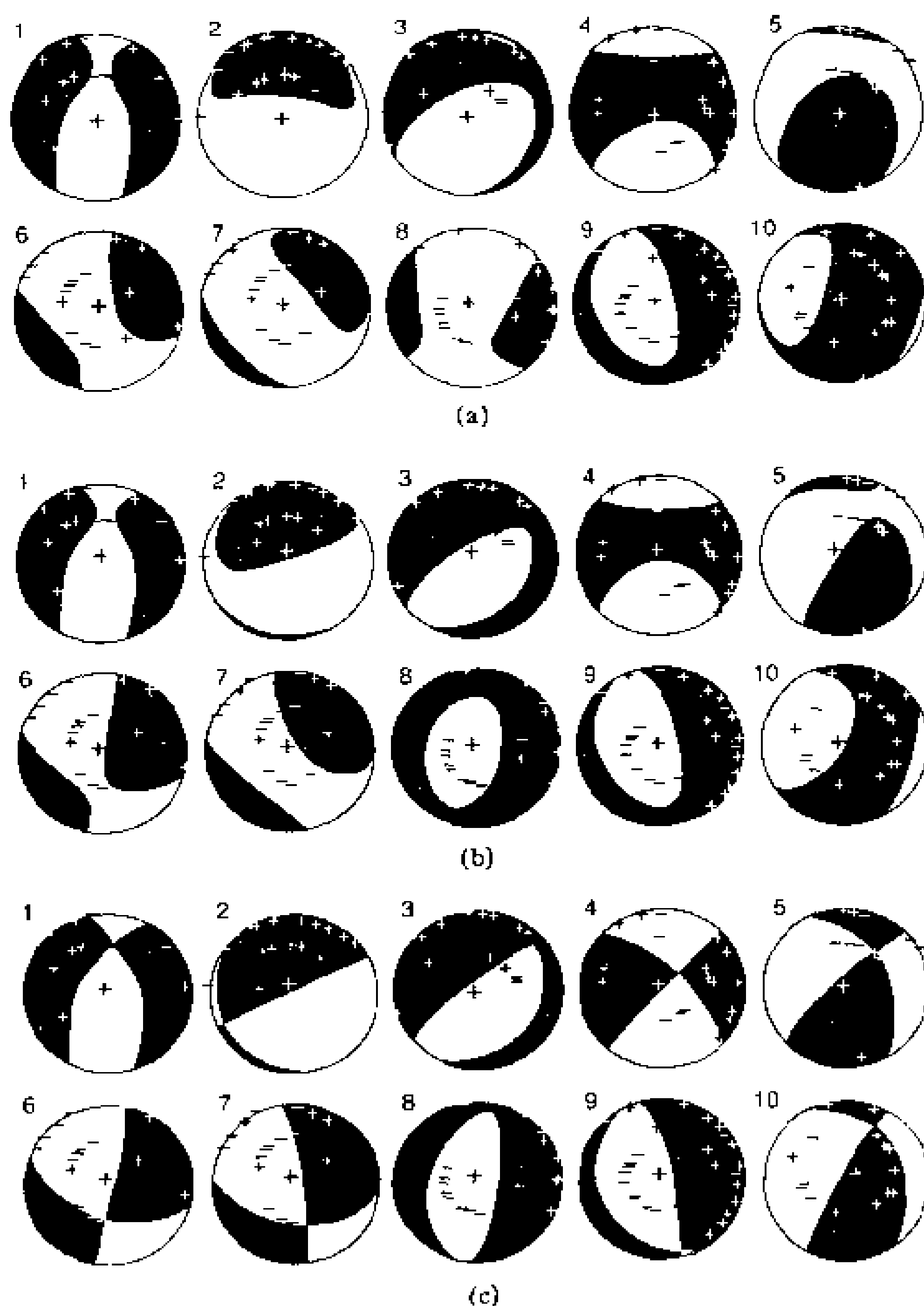


图 9.15　由 10 个可选取的地震事件的矩张量反演所推断的节线，这些地震事件发生于 1991 年，位于波兰 Rudna 铜矿。采用是下半球等面积投影，影区表示 P 波初动向上的地区（用“+”来标识）。对每一地震事件，其三个解分别表示为：(a) 通常的六个自由度分量的矩张量；(b) 对应于震源无体积变化的约束矩张量；(c) 对应于双力偶震源的约束矩张量（Wiejacz，1991，图 40）

破坏广泛，但强度要小。而第二次地震没有引起破坏，其特征为具有较大的双力偶分量和较小的对应于拉伸的体积变化。

Wiejacz（1991）研究了波兰 Lubin 采矿区 Rudna 铜矿的 60 个小地震事件（地震矩范围为 $10^{11} \sim 10^{12}$N·m）的震源机制，这些小震发生于 1990 年和 1991 年。他是在时间域里进行矩张量反演的，采用的是超过 20 个垂直地震仪所组成的地下矿井台网所记录到初动振幅、P 波符号以及 SV 波振幅。取得不依赖于时间的对应于六个分量的矩张量解、对应于无体积变化的约束解以及对应于双力偶震源的约束解。在图 9.15 中给出了所选的 10 个地震事件的解的例子。一般来说，观测点有良好约束的解（震源球良好覆盖），以剪切向量占优势，虽然偶尔各向同性分量（表现为拉伸或压缩）可达震源机制的 25%。CLVD 分量在所有情况下均对应于单轴压缩，通常它比各向同性分量要大。

§9.6 非双力偶地震事件

最近来自震源机制的结果中有愈来愈多证据表明，用其他的震源机制形式代替剪切破裂是可能的。在许多种浅源大地震情况下，来自双力偶机制的矩张量解的偏差是显著的（Dziewonski 和 Woodhouse，1983）。对偏差有限值，有几种可能的解释。其一是破裂平面的弯曲或者是震源深度不恰当的选取；另一种解释是事件表现为以不同的几何形态发生在断层面上，且在时间上是错落可分的一系列次一级事件（Frohlich，1990；Kawakatsu，1991b）。在较短波长的波形反演方面，也提供了某些非双力偶地震事件的迹像。1980 年加利福尼亚 Mammoth 湖泊地震序列，我们确认此地震序列与深部的新岩浆活动有关，这是一个其震源机制有争议的最新例子，这是因为其波形资料可被一系列的替代模型所满足，诸如具有复杂破裂的双力偶模型、横向不均匀模型、以及拉张断裂模型（Julian 和 Sipkin，1985；Wallace，1985）。

从观念上讲，火山地震活动与矿山诱发地震活动具有显著的相似性，这是因为它们两者地震活动类型均反映了应力的快速变化作用，前者是由于岩浆运动的诱发，而后者是由于开采作业的诱发。在大多数情况下，火山地震事件可由双力偶机制得到良好的解释（De Natale 等，1987）。即便是发生在夏威夷 Kilauea 火山与侵入事件有关的震群，也发现可用走滑震源机制来解释，推测的岩浆传播方向与地震活动图像有良好相关性（Karpin 和 Thurber，1987）。另一方面，与夏威夷 Kilauea Iki 熔岩湖的冷却有关的小震震源机制，则被假设为非双力偶现象（Chouet，1979）。

表现异常震源机制的最为显著的情况来自矿山地震研究的报告。在前面的章节中已描述了来自矩张量反演的结果。由 Gibowicz（1990b）对此做了简要回顾，其结果主要依据于初动极性和辐射花样。

在南非金矿中，根据接近于掌子面所发生的地震事件的被动数据分析，结果可为两组。在一组中，所报告的以 P 波膨胀初动走时占优势，认为是在洞穴附近，向其会聚的一部分岩体突然失效（Joughin 和 Jager，1983）。在另一组中，所报告的初动辐射花样与沿一断裂面的剪切运动一致（Potgieter 和 Roering，1984；Spottiswoode，1984）。

在大不列颠北 Staffordshire 煤田的地震事件的初动分析表明，存在两种不同的震源机制：其一为剪切类，而另一为内爆类。大的事件为剪切类机制，且确信是由于煤柱破裂所产生的；面小事件具有内爆类机制，它们是由废弃塌陷所致（Westbrook 等，1980；Kusznir 等，1980，1984）。

1984 年 7～8 月间，在犹他州东 Wasatch 高原，进行了一次较大规模的地震监测实验，该地区正在进行地下煤开采且具强烈的小震活动，Williams 和 Arabasz（1989）报告了东山脉地区的结果。在东山脉地区，许多地震事件震源位于矿井水平线以下 1

km以内的地方，有些可延伸到矿井水平线以下达 2 km。在 Gentry 山脉开采地区，地震事件震源主要也位于矿井水平线以下，有些可深达矿井水平线以下 3 km 处。

已确定了某些地震事件的震源机制，这些地震事件发生于东山脉地区的矿井水平面以下或直接发生于工作面，所记录的既有压缩初动亦有膨胀初动（Williams 和 Arabasz，1989）。震源机制蕴含有逆断裂作用，这与发生于东山脉区与 Gentry 山脉区之间的三个地震事件的组合震源机制一样（Wong 等，1989）。在这两个研究之中，一个总想不到的结果是，大量的地震观测事件在所有的台站均记录到的初动为膨胀。Williams 和 Arabasz（1989）注意到若地震事件发生在矿井水平以上的地方，那么膨胀地震事件的大多数适合于双力偶正断裂机制。在 Gentry 山脉地区，最大的地震事件的绝大多数具有非双力偶机制的特征，且被确定明显地低于矿井水平，这些地震是由 Wong 等（1989）测定位置。

Teisseyre（1980）提出了一种剪切拉伸与剪切内爆的联合震源机制，他引入的这个定量震源模型，具有矿山地震观测所描述的非双力偶引发的两类位错的连续传播。这种由 Teisseyre（1985a，1985b）所提出的，描述蠕变过程与能量迅速释放两者关系的新地震弹性回弹理论表述如下：剪切与拉伸（内爆）过程在时间上是相继发生的，或者说是同时起源，但在空间上是分开的。对诸如矿山地震这样的小地震事件，对辐射花样的计算，同时有辐射剪切与内爆位移模型是可接受的（Rudajev 和 Šileny，1985；Rudajev 等，1986）。作用于一个应力集中、又具有一预开裂口、在单轴压缩下发生摩擦滑动这一简单的实验室实验，可以很好地模拟这样的剪切拉伸机制（Nemat - Nasser 和 Horii，1982）。

根据具有剪切与内爆分量的震源模型，计算 P 波辐射花样，并将其应用于捷克斯洛伐克的 Kladno 煤矿区（Rudajev 和 Šileny，1985；Rudajev 等，1986）以及波兰的上西里西亚

(Rudajev 等，1986）的地震观测事件。计算了P波初动振幅，并与Kladno地区的矿山地震的观测值进行了比较（Rudajev等，1986；Šileny，1986）；同时将计算的最大S波振幅与捷克斯洛伐克Karvina煤矿井采区所观测的矿山地震的幅值进行了比较（Šileny，1989）。在Karvina地区，该联合震源模型对所考虑的约1/3地震提供了满意的震源机制描述。内爆分量相当小，一般不超过剪切分量值的10%。在Karvina地区，该联合震源模型对所选取的约1/2矿山地震似乎是满意的，但仅适用于来自5个台站的S波振幅。因此，像大多数其他结果一样，这些结果是相当不确定的，所用受到很大的限制。

最近，来自亚拉巴马州的报告，谈到又一个可能为非双力偶震源的地震事件（Long和Copeland，1989)。该事件发生于1986年5月7日，在Tuscaloosa有感。与此同时，在距Tuscaloosa约10～15 km的一煤矿中发生了顶板塌落，其深度为610 m。该事件仅在此距离内的若干个台站所记录到，其资料不足以进一步确定它在矿井中的位置。台站所记录到的仅为膨胀初动，但震源机制为弱约束，既可能是内爆型机制，亦可能为逆断裂机制或走滑断裂机制（Long和Copeland，1989)。

对德国Ruhr盆地Heinrich Robert矿的地震事件所做的震源参数的最新研究，为非双力偶地震事件提供了更多的证据（Gibowicz等，1990)。他们发现选自一地震丛的矿山地震，其S波与P波的能量比范围1.5～30。高P波能量与低视应力的地震事件，被认为最有可能是非双力偶地震事件的候选者。在加拿大Manitoba的地下研究实验室内，在花岗岩通风道洞体所诱发的地震事件的震源参数研究中，也发现具有类似的结果（Gibowicz等，1991)。所观测的高P波能量事件最可能为具有非双力偶震源机制，这意味着拉伸破裂，或至少为具有拉伸分量的剪切破裂，它们是由于矿井挖掘产生的。

第十章　地震震源模拟

在第九章，考虑过用于描述点震源的等价体力，这是一个公式化的概念，有必要将它的特性与真实地震震源的某些物理概念联系起来。由 Reid（1911）阐述的地震弹性回跳理论，是属于地震断裂理论范畴的，它是指由于构造应力引起地壳介质的破裂，只是在过了很长一段时间之后，才通过地震观测证明了浅源构造地震的许多大震，是由于断裂失稳所引起的这样一个事实。现代震源研究最早始于 60 年代，它是在人们广泛地接受了大地震事件系动力学断裂作用这一观点后才开始的。引入破裂机制的概念和方法的目的，是考虑和分析发生在震源处的破裂起始成核、破裂传播以及破裂终止。

根据 Gibowicz（1986）综述的某些内容，在本章我们将对若干课题作一简要介绍，例如：在破裂机制、震源的位错与裂隙模拟、复杂震源模型、地震序列、断层与分维等方面的最新进展。而对更详尽的阐述请参阅：Aki 和 Richards（1980），Kasahara（1981），Das 等（1986），Tullis（1986），Atkinson（1987a），Kostrov 和 Das（1988），Scholz 和 Mandelbrot（1989）以及 Scholz（1990）。

§10.1　破裂机制方面的最新进展

岩石的破裂和摩擦特性的实验室研究，为了解地震破裂现象提供了物理基础。根据 Brace 和 Byerlee（1966）的假定，在实验室滑动实验中的粘滑现象可以模拟壳内地震的机制，而其他的实验观测则对应于地震的各种特征。现今对壳内地震的通常的观点

是，地震是由于伴有断层失稳滑动的剪切应力的突然下降所引起的。

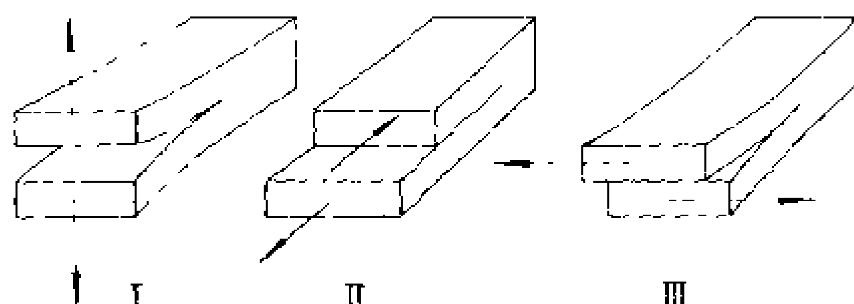


图 10.1　三种裂隙传播模型：（Ⅰ）拉张开裂；（Ⅱ）内平面剪切；（Ⅲ）抗平面剪切

既可用脆性破裂，亦可用粘滑摩擦失稳来描述失稳滑动的开裂机制。就介质内运动与断层面上剪切应力下降的关系而言，这两种方法在数学上是等价的，但所考虑的开裂过程是不同的(Scholz，1990)。在破裂力学方面，我们假设一个每单位面积的特征破裂能量，认为一种介质属性，是裂隙传播所必须的条件，然面在粘滑模型中，我们要假定断层上当应力达到动态失稳条件下的静态摩擦值时才发生开裂。

弹性-脆性-裂隙模型，指的是在该模型中裂隙以外的区域保留理想弹性，而在该模型中的裂隙面上存在突然的应力降。对一理想平板，完全细长的零厚的裂隙，裂隙顶端位移有三种基本模式（图 10.1）：模式Ⅰ是张性的，即是开张型的，在该模式中隙壁的位移在裂隙的法向上；模式Ⅱ是内平面剪切模式，在该模式中，位移是在裂隙的内平面上、且与裂隙边缘正交；模式Ⅲ是抗平面剪切模式，在该模式中，位移也在裂隙的内平面上、但它与裂隙边缘平行。

通常，分析剪切裂隙与张性裂隙并不太难，张性裂隙面和剪切裂隙面，除非不是应力自由面，此时，剪切裂隙的破裂能量释放通常比张性裂隙的要大两个以上的量级，至少在实验室的实验

条件下如此。在弹性-脆性 裂隙研究中采用两种熟知的方法，其一是由 Irwin (1960) 引入的应力强度因子 K_n(n = Ⅰ,Ⅱ,Ⅲ 对应于三种形变模式)，该因子被用于表征裂隙末端的应力场强度。规定如下，当 K_n 达到一临界值 K_{nc} 时，裂隙发生延伸；破裂准则 $K_n = K_{nc}$，表示介质可承受的临界应力强度与裂隙驱动应力强度的一种平衡。临界应力强度因子 K_{nc} 有时也叫作破裂强度。另一种方法是 Griffith (1920) 工作的进一步发展，即将特征破裂作为驱动裂隙的有效能量 G，与裂隙末端介质非弹性临界过程所吸收的能量 G_c 之间的一种平衡；G_c 也叫作破裂能量。可以证明，在线弹体中，能量破裂准则 $G = G_c$ 与应力破裂准则 $K_n = K_{nc}$ 是相一致的。用单参数表述破裂特征与经典的强度概念，即在经受均匀变形的试样破坏时，剪应力与剪切强度之间的关系是相似的。然而，通常强度概念不能表征裂隙驱动力和预测流变介质发生破坏所能承受的荷载能力。强度概念与脆弹裂隙机制可作为更一般的滑动-弱化模型的两个相反的极端情况，对此在后文中我们将作更进一步的介绍。

例如裂隙是平面且完全尖锐的，那么，裂隙末端近场应力和位移可完全由通解近似表示 (Lawn 和 Wilshaw，1975)

$$\sigma_{ij} = K_n(2\pi r)^{-1/2} f_{ij}(\theta) \tag{10.1}$$

$$u_i = (K_n/2E)(r/2\pi)^{1/2} f_i(\theta) \tag{10.2}$$

式中 r 为从裂隙末端到位置点的距离，θ 为从裂隙平面测得的角度，E 是杨氏模量。$f_{ij}(\theta)$ 和 $f_i(\theta)$ 是熟知的与荷载模式有关的 θ 的函数，该函数的定义可参阅 Lawn 和 Wilshaw (1975) 的文章。式 (10.1) 表示在裂隙末端存在应力奇点，这是由于裂缝的完全尖锐的假定所致。因此，在靠近裂隙末端的地方必须有一个非线性形变区域以缓解该奇点问题，提出不同的模型以描述非线性区 (Dugdale，1960；Barenblatt，1962)。

应力强度因子依赖于加载的几何形态和大小。Tada 等 (1973) 已将它们列成表。对一个二维裂隙，在任何模式中其应

力强度为

$$K = C\sigma_r(\pi c)^{1/2} \tag{10.3}$$

式中 σ_r 是远距加载应力，c 是一个数值因子，它是考虑了裂隙几何形态、荷载条件以及边缘效应而得出的．对于“便士”形状的圆裂隙而言，c 是裂隙长度的一半。

另一种裂隙扩展的方法是考虑应变能量释放率 G 或裂隙扩展力。能量释放率（根据裂隙长度而不是根据时间）是在裂隙扩展期间形成新的裂隙时，每单位面积的能量损耗。对于平面应变，三个裂隙基本模式中的任一个的破裂，可以给出

$$G_{\mathrm{I}} = K_{\mathrm{I}}^2(1-\nu^2)/E \tag{10.4}$$

$$G_{\mathrm{II}} = K_{\mathrm{II}}^2(1-\nu^2)/E \tag{10.5}$$

$$G_{\mathrm{III}} = K_{\mathrm{III}}^2/2\mu = K_{\mathrm{III}}^2(1+\nu)/E \tag{10.6}$$

式中 ν 是泊松比，μ 是剪切模量。对平面应力，式(10.4)和(10.5)中的因子$(1-\nu^2)$可由单位1来代替。不同裂隙模式的能量释放率是可相加的。由于在线弹体中，对裂隙接近末端的应力具有式(10.1)描述的通用形式，因此能量释放率 G 可由应力强度因子来表示（Atkinson，1987b），即对平面应变有

$$G = (K_{\mathrm{I}}^2 + K_{\mathrm{II}}^2)[(1-\nu^2)/E] + K_{\mathrm{III}}^2(1+\nu)/E \tag{10.7}$$

而对平面应力有

$$G = (K_{\mathrm{I}}^2 + K_{\mathrm{II}}^2)/E + K_{\mathrm{III}}^2(1+\nu)/E \tag{10.8}$$

因此对平面应力，其裂隙传播条件为

$$G_c = K_c^2/E = 2\gamma \tag{10.9}$$

同样，对平面应变也具有相似的表达。考虑到裂隙末端的非线性带内，分散的裂隙、塑性流及其他耗散过程对裂隙扩张力的额外贡献，式（10.9）可改写为（Schalz，1990）

$$G_c = 2\Gamma \tag{10.10}$$

式中 Γ 为在裂隙末端区所包含的所有耗散的集中参数。

为避免在裂隙末端的应力奇点的非物理效应，可修改为裂隙在某个有限的距离上发生破坏，在这个距离上，对应力降及其相关的应力集中起了某种“涂抹”作用。上述假定在脆性破裂中可能对应于处理区域的扩展，而在摩擦方法中，则可能对应于静摩擦值与动摩擦值的过渡，而后者需要有一个临界的滑动距离（Scholz，1990）。实验室的岩石三轴实验表明，在局部化剪切带的峰值之后存在复杂的破损过程。大尺度的有节理岩石的直接剪切试验，给出在岩体接缝处有剪切断错和凹凸体的破碎。在实验室里，三轴岩石样本和有接缝的岩石样本的直接剪切实验，均表明剪切荷载-承载力，作为滑动量的函数而下降（Li，1987）。

剪切破裂的概念模型是一强度递减过程，在该过程中，摩擦阻力克服了初始滑动，其强度衰减到限定水平。这样一个过程的最简单的模型是滑动-弱化模型，在该模型中，沿断层的剪切强度是滑动量的递减函数。它由 Ida（1972）和 Palmer 和 Rice（1973）提出，适用于剪切破裂，它是受 Dugkale（1960）和 Barenblatt（1962）对金属材料所提出的著名的张性破裂的“内聚带”模型的启发而提出的。

滑动-弱化模型的一般形式可简单表示为（Li，1987）

$$\tau = f(\delta, \bar{\sigma}_n, T) \qquad (10.11)$$

式中 $\bar{\sigma}_n = \sigma_n - p$，是有效正压应力，即正应力 σ_n 减去孔隙压力 p，它作用于整个滑动面。T 为温度。该模型如图 10.2（Rice，1983）和图 10.3（Wong，1986）所示。在曲线上，应力 τ 随滑动量 δ 变化（图 10.2a）。其强度递降，从初始滑动的峰值摩擦阻力 τ^p 下降到在滑动 δ^* 处的一固有的剩余摩擦水平 τ^f，随后为持续的大的滑动。该曲线取正应力 σ_n 和孔隙压力 p 为常量的情况。若它们改变，那么 τ^p 和 τ^f 也随之变化（图 10.2b），图 10.2b 中仅考虑了它们对有效正应力的影响。

岩石三轴实验认为，τ^p 与 τ^f 两者是以如下的方式增加，即随着 δ_n 的增加，应力降 $\tau^p - \tau^f$ 首先增加，然后下降，这表明从脆性

形变向塑性形变的过渡（Wong，1986）。在正应力为常数情况下的实验室实验也表明，随温度升高，$\tau^p-\tau^f$ 下降（Li，1987）。当将滑动-弱化本构规律应用于地壳时，对正应力和温度依赖关系的这些考虑就显得很重要。在许多著作中可见到这样的应用（Stuart 和 Mavko，1979；Li 和 Rice，1983；Li 和 Fares，1986；Li，1987）。

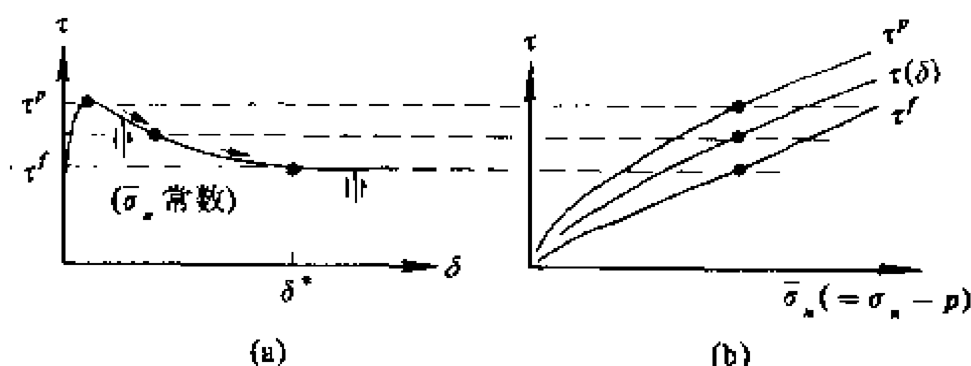


图 10.2　(a) 在有效常量正应力下，滑动弱化应力与滑动的关系；(b) 强度峰值、剩余值以及中间值与有效正应力的依赖关系（Rice，1983，图 2）

滑动-弱化本构模型描述的是单个断层滑动过程，而不适合于描述沿给定断层的重复的地震滑动，这是因为不能保证断层的重复强化作用（Dieterich，1979a，1979b；Rice，1983）。为此，将期望地震活动中止，或者由准静态断层滑动所替代，以调整断层运动。依据模拟断层面的时间、滑动速率以及它们与岩石摩擦滑动间的关系，速率、状态与断层本构关系，或称状态变数的摩擦定律，以这些实验观测为起点取得了进展，表明他们预测到有一个很宽范围的摩擦滑动特性并且可对实验室观测的准静态滑动描述（Dieterich，1978，1979a，1979b；Ruina，1983；Gu 等，1984；Tullis 和 Weeks，1986）。

摩擦本构定律是摩擦阻力（剪应力）与可能影响它的各种参量之间的一种关系。最简单的为 Amonton 定律，即摩擦剪应力正比于正应力，其比例常量为摩擦系数。更为复杂的表述则需要

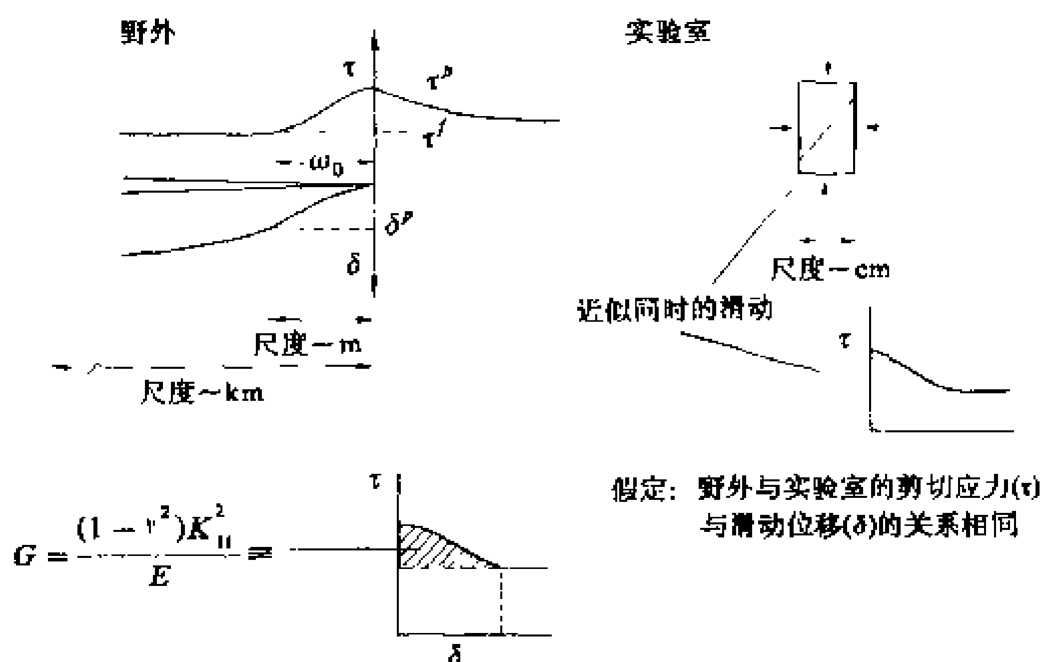


图 10.3 野外与实验室中所用的滑动弱化模型。表示野外断层滑动与剪应力的分布（Wong，1986，图 1）

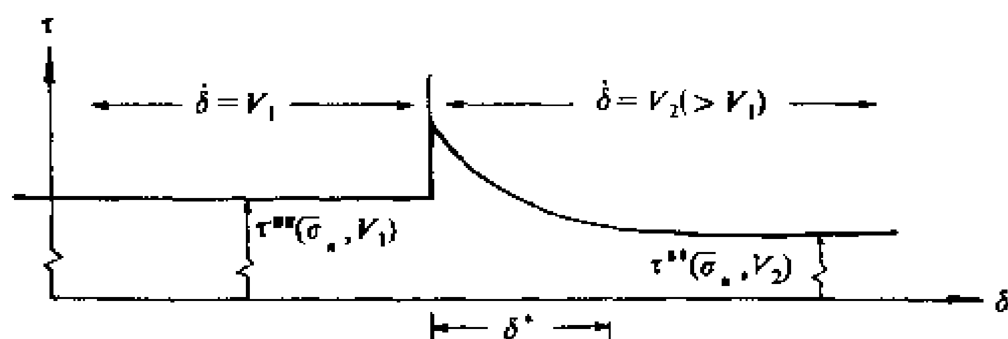


图 10.4 在常量正应力下、滑动速率突然增加引起的与速率和与状态有关的响应（Rich，1983，图 3）

考虑滑动摩擦系数比静态摩擦系数小这一通常观测现象。

对于与速率、状态有关的岩石摩擦模型，沿模拟断层面的稳态滑动，用于描述实验室的实验能得出一个经验性模型。摩擦系数依赖于滑动速率这一点，在失稳机制模拟方面特别重要(Dieterich，1979a；Ruina，1983)。岩石摩擦模型的状态系数的基本特征是（Rice，1983；Okubo 和 Dieterich，1986)：直接的速

度效应（当引入一滑动速率的突然改变时，摩擦阻力在相同的意义上变化），稳态效应（对在滑动速率为常量和正常荷载为常量作用下的滑动，摩擦趋向于依赖于滑动速率的稳态值），特征滑动距离（在一给定滑动速率下摩擦向着稳态值演化，当超过一特征滑动量 δ^* 时，受一指数衰减的控制）。这些特征如图 10.4 所示（Rice，1983），在滑动面上随着位移 δ 变化，应力 τ 变化的图示表明，在常量正应力作用下，恰好在滑动速率突然施加改变的前后发生滑动。

在实验室实验中广泛用于描述应力变化的有两个特殊的本构摩擦模型。Dieterich（1979a）考虑了直接的速度效应和稳态效应，提出摩擦系数 k 的表达式，其形式为

$$k = k_0 + A\lg(Bt + 1) \tag{10.12}$$

式中 k_0, A, B 为常量，而 t 为与锯齿面的接触时间。状态或滑动历史的演化，即在公式中包含的单一状态变数 B，它由经验确定，它与粗糙面间接触时间有关。该状态变数也可由作为描述实验结果的参数来形象地标识。该方法由 Ruina（1983）提出，他完善了状态变数的解释，并给出了较为简单的摩擦系数形式。

状态变数本构定律包含了一个或多个内变数，这些变数表征滑动面的状态，同时与滑动速率一起确定摩擦阻力。紧随 Ruina（1983）之后，Rice 和 Gu（1983）给出了状态变数本构定律的形式，根据滑动速度 V 和状态变数 ψ_i，它可表示为

$$\tau = \sigma_n[k_0 + b_1\psi_1 + \cdots + b_i\psi_i + a\ln(V/V_0)] \tag{10.13a}$$

$$d\psi_1/dt = -[(V/L_1)(\psi_1 + \ln(V/V_0)]$$

$$\vdots$$

$$d\psi_i/dt = -[(V/L_i)(\psi_i + \ln(V/V_0))] \tag{10.13b}$$

式中 τ 为剪应力，σ_n 为正应力，k_0 为常量，可认为它就是 Amonton 摩擦，b_i 和 L_i 分别为经验确定的常数和临界滑动距离，a 为经验常

数，V_0 为一任意参考速度。

对低滑动速率，即有稳态滑动实验特征的 Dieterich 摩擦定律直接简化为 Ruina 定律，但在高滑动速率时，可预计这两个公式有不同的特征，在粘滑过程中可获得高滑动速率。对粘滑摩擦失稳，Okubo 和 Dieterich（1984）注意到在粘滑滑动刚一开始的类滑动-弱化特性现象，该特性类似于当沿模拟断层滑动速率突然增加时所观测到的稳态滑动作用。为此，我们可期望对稳态滑动和粘滑滑动采用相似的本构关系。Okubo 和 Dieterich（1986）对其可能性，根据状态变数摩擦定律的两个公式作了开拓性的研究。他们将模拟计算应用于粘滑资料，发现采用 Dieterich（1979a）所提出的摩擦模型只要在模型中高速截止与速度相关，其模拟计算则符合粘滑观测结果。

由 Dieterich 和 Ruina 通过实验室结果所发展起来的本构描述，似乎还存在着某些不确定性，但同时也已用于与地壳地震有关的正应力问题中。与滑动速率负对数成正比的稳态摩擦阻力叫做速度弱化（见图 10.4）。重要的是，要判断实验条件是否可能引起依赖于剪应力或摩擦系数的负滑动速率。为了确定在定温和高达 84MPa 的正应力下花岗岩的摩擦滑动的本构特性，由 Tullis 和 Weeks（1986）所进行的实验发现，从 20～84MPa 的正应力下自始至终具有速度弱化作用，Dieterich 和 Ruina 也报告在 2～10MPa 的正应力下，其他一些本构参数具有类似的结果。

Shimamoto 和 Logan（1984）证明，很好地满足实验室摩擦资料的经验定律，当拓展到缓慢的自然形变时，则具有完全不同的预期结果。对于长达数年的长期实验，需要测试摩擦定律的有效性。通过岩盐断层泥的模拟实验室实验给出了该问题的解（Shimamoto 和 Logan，1986）。选取岩盐作为自然断层泥物质的一种模拟，是因为在可以达到的实验室条件下，它可以提供大范围的力学特性。Shimamoto 和 Logan（1986）已进行了三轴实验，取田纳西州砂岩干试样，具有 0.3～1.0 mm 厚的岩盐层，

沿 35°有一预开断层，沿该预开断层，滑动速率范围从 300 μm/s 下降至 0.003 μm/s（约 10 cm/年），围压范围从 10 到 250MPa，其相应的特性从脆性为主到明显的韧性，他们发现，在低到中等正应力时，具有负速度依赖关系，在低速时变为正的依赖关系，其间也起变化，先有一段无依赖的关系，随着继续增加，则变为正的依赖关系。

依赖于所描述的速率和状态的应力，构成了断层滑动所需的总应力的极小的一部分，但至少引起了速度近千倍的变化(Rice，1983)。我们认为这些依赖关系是作为对经典描述滑动临界应力问题的适度改变。虽然依赖于速率和状态的本构概念，比之与速率无关的滑动弱化概念更易于理解，但是，它对实际断层模拟的不稳定性的认识，更为复杂、进展相对更小。实验结果应用于天然断层需在理论扩展为一个体系，在该体系中，滑动量沿着滑动面面变化，其滑动由周围的弹性积累而产生。Tse 和 Rice (1986) 对该类型做了理论分析。

§10.2　位错与破裂源模型

通常认为壳内地震引起的地面运动，起因于地质断层的非稳态滑动，这时，伴随有剪切应力下降。即使是采矿诱发的地震事件，至少对它们中间的较大地震而言，表现出双力偶辐射花样，这意味着剪切过程是它们产生的基础。地震辐射是地震断裂过程的主要信息源，该辐射可通过格林函数与滑动函数的褶积来计算。该滑动函数描述了在地震事件期间，断层平面上断层位移作为时间和位置的函数，而格林函数则表示地球对滑动的响应。因此，滑动函数与格林函数定量地表示出有关地震运动的震源效应和传播效应。

为此，随着场观测的地震辐射的收集，可重构某一特定的地震事件的破裂历史，在理想情况下，地震辐射可用于完成断层的

层析研究（Ruff，1984，1987；Frankel 等，1986；Beroza，1991）。但该任务极为困难，这是因为地震台站所覆盖的方位有限，而且所使用的仪器频带有限。因此，通常采用以极有限震源参数加以约束的非常理想化的破裂模型。

采用位错或者破裂的方法，可计算地震辐射。位错考虑的是在理想弹性或粘弹性介质中存在有一缺陷，它是由沿一给定面上的切割所形成的，且这切割的两面有一有限的相对位移，这意味着可由不连续的位移来表达位错（Rybicki，1986）。相对位移是任意的，可由位错面上位置矢量函数来定义，这样的位错叫做 Somigliana 位错。作为特例，即其相对位移为刚体运动类型，则叫做 Volterra 位错。因此，就位错方法而言，是根据断层面上的滑动函数来表示地震，其形式通常是凭直觉选取，并没有对作用于该区域的与时间有关的应力进行严格分析。该类型最常使用的模型为 Haskell（1964）的传播位错模型和布龙模型（Brune，1970，1971）。后者虽假定为有限破裂速度，但根据震源的动力特性，它还是合理的。

与位错模型比较，在破裂模型中明显地考虑了震源区的驱动应力和阻抗应力，通过解运动方程来推导所造成的滑动。因此，为了用裂隙来描述震源处的破裂，有必要知道地震前在破裂面上的初始应力分布以及控制断层面上破裂传播和断层面相互作用的规律。而此时断层上的位移的分布变为未知数。当破裂是作为位错来描述时，其模型称之为运动学模型；而破裂作为裂隙来描述时，则称为动力学模型（Kostrov 和 Das，1988）。虽然动力学裂隙模型在物理上更为恰当，但运动学位错模型更为简单，而且可进行更为有效的计算，即保证有足够的自由度来表达某些实际模型。

可将不同的位错解进行分类，其根据是：模型的维数（二维和三维模型），地壳结构的特征（均匀和分层模型），求解的不同方法（Cagniard－de Hoop 方法、在时域或频率域的格林函数合

成法、离散波数表达法），所考虑的破裂速度的范围（亚临界、跨临界和超临界）和所采用的滑动函数的类型。Luco 和 Anderson（1983）根据大量参考文献，给出有关位错模型的综述。图 10.5 表示各种类型二维位错模型，而图 10.6 则给出了三维位错模型，它们均引自 Luco 和 Anderson 的综述。

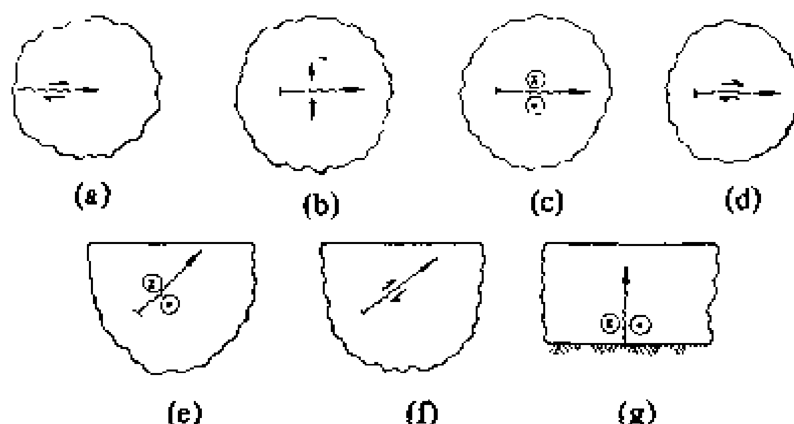


图10.5　二维位错模型：（a）在一个滑动垂直于裂隙前端的无限介质中，均匀移动的线剪切位错；（b）在一无限介质中，以常速率传播突然起始的线拉伸位错；（c）滑动平行于破裂前端的突然起始的线剪切位错；（e）滑动正交于破裂前端的线剪切位错；（e）在均匀弹性半空间中，无限长的走滑断层；（f）在弹性半无限空间里无限长的冲断层；（g）以一刚性半无界空间为底，上设一分层弹性板的直立走滑断层（Luco 和 Anderson，1983，图 1）

作为一个例子，在此我们简略地引入用于震源模拟的最为简单的滑动函数。考虑在图 10.7 中所表示的移动位错模型，断层面上的位移 $u(t)$ 可用最简单的形式来表达：

$$u(t) = u_0 H(t - x/V_r) \tag{10.14}$$

式中 u_0 为最终位移，$H(t)$ 为 Heaviside 单位阶梯函数，V_r 为破裂速度。这就是由 Knopoff 和 Gilbert（1959）提出的传播 Heaviside 位错模型。Haskell（1964）用表达式

$$u(t) = u_0 G(t - x/V_r) \tag{10.15}$$

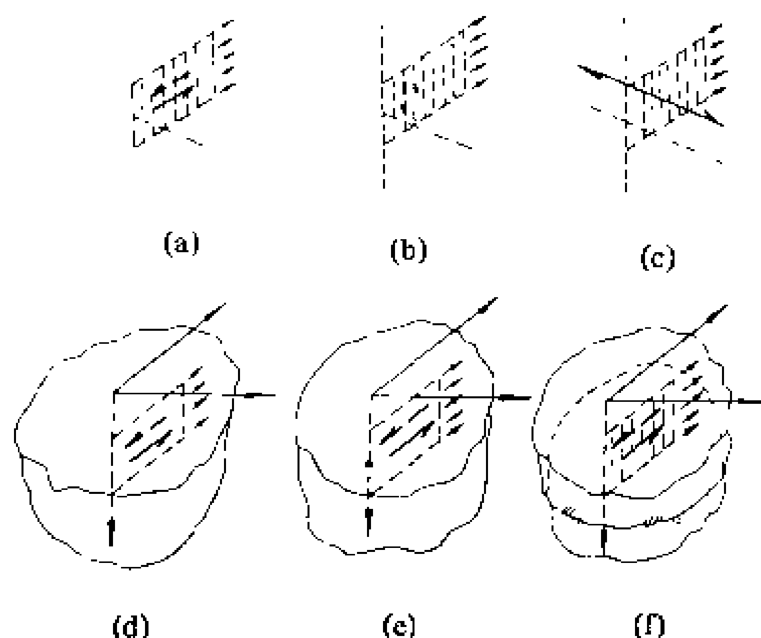


图 10.6　三维位错模型：(a) 埋深于一个无限介质中且滑动正交于破裂前端的矩形断层，以常裂隙移动的均匀剪切位错；(b) 滑动平行于破裂前端的剪切位错；(c) 拉伸位错；(d)、(e) 埋深于均匀弹性半无限空间的矩形断层；(f) 分层半无限空间中的矩形直立断层（Luco 和 Anderson，1983，图 2）

来代替式（10.14），构成了一斜面位错模型，这里 $G(t)$ 表示一斜面函数，即当 $t<0$ 时 $G(t)=0$ 时；面在 $0\leqslant t\leqslant T$ 时，$G(t)$ 随时间由 0 线性增加到 1，该时间 $t=T$ 则称之为抬升时间或称特征时间。该函数描述了一个过程，在该过程中，滑动是以速度 V_r 沿一断层逐步发生的，最终导致了在整个断层面上的均匀滑动。这两个模型的震源时间函数如图 10.8 所示（Kasahara，1981）。

在 Haskell 模型的基础上，Savage（1972）根据粒子速度构制了地震远场辐射解：

$$\dot{u}=R_\alpha(\theta,\varphi,R)\mu hI_\alpha+R_\beta(\theta,\varphi,R)\mu hI_\beta \quad (10.16)$$

与

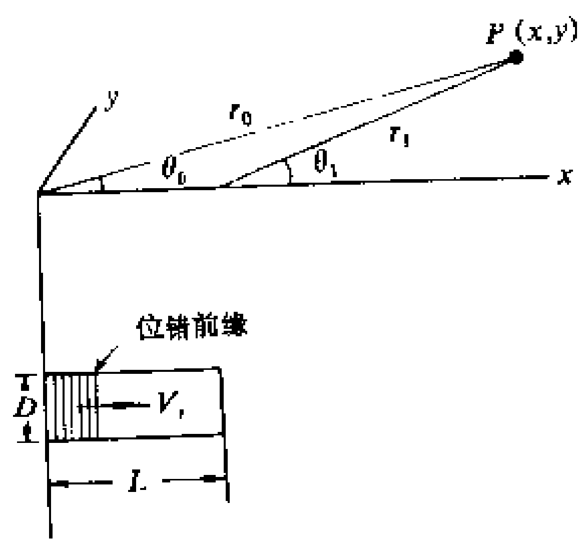


图 10.7　接收点为 P 点的移动位错震源模型几何示意图

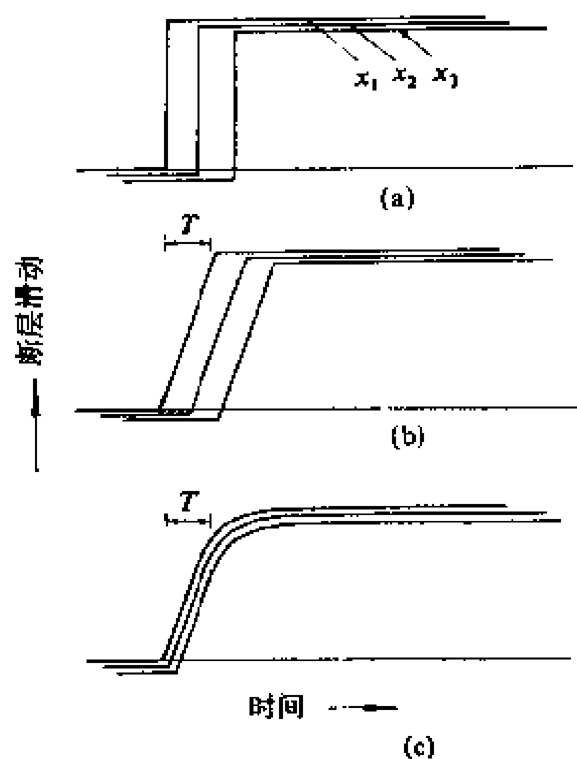


图 10.8　三个震源模型的震源时间函数，它们分别是由 (a) Knopoff 和 Gilbert（1959）；（b）Haskell（1964）；(c) Brune（1970）所给出（Kasahara，1981，图 5.12）

$$I_c = D\int_0^L \left[\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2} G\left(t - \frac{R}{c} - \frac{\xi}{c} - \left(\frac{c}{V_r}\cos\theta\right)\right)\right]\mathrm{d}\xi \tag{10.17}$$

式中 θ,φ,R 为球极坐标,ξ 为在断层上积分点的 x 坐标,R_c 为来自恰当的双力偶震源的辐射花样,h 为断层宽度,L 为断层长度,D 为水平断错,c 代表α 或β 这两者之一。式(10.16)中的第一项表示 P 波辐射,而第二项表示 S 波辐射。因此,式(10.16)和(10.17)描述了由移动破裂源所产生的地震辐射。公式(10.17)代入关系式(10.16),随后积分,则给出每个波的远场位移 u_c

$$u_c = R_c(\theta,\varphi,R)(M_0/\tau_0)\{G[t-(R/c)] - G[t-(R/c)-\tau_0]\} \tag{10.18}$$

式中 $M_0 = \mu hLD$ 为地震矩,τ_0 为脉冲宽度。

另一个常用震源模型是布龙(1970)模型。他假定有一矩形应力梯度作用于位错面的内部,其结果导致了断层块体的相向运动。为了简化,我们假定作用于整个断层面上的应力梯度是瞬时的,同时忽略了断层的传播效应。同时还假设在破裂期间,断层面反射弹性波。该应力梯度发送一纯剪切应力波,它沿着垂直于断层面传播,其脉冲的初始时间函数由下式给定

$$\sigma_0(y,t) = \sigma_{\mathrm{eff}} H(t - y/\beta) \tag{10.19}$$

式中 σ_{eff}为有效应力,β 为剪切波速。如果有 $\mu(\partial u/\partial y) = -\sigma_0(y,t)$ 以及对 $t = y/\beta$ 有 $u = 0$,这里 μ 为断层周围的弹性介质的刚度,那么其位移为

$$u = (\sigma_{\mathrm{eff}}/\mu)\beta(t - y/\beta)H(t - y/\beta) \tag{10.20}$$

其时间偏导为

$$\dot{u} = (\sigma_{\mathrm{eff}}/\mu)\beta H(t - y/\beta) \tag{10.21}$$

在 $y = 0, t = 0$ 处的初始质点速度由下式给出

$$\dot{u}_0 = (\sigma_{\mathrm{eff}}/\mu)\beta \tag{10.22}$$

因此,当应力脉冲从断层向外传播时,靠近断层的点上,位移随

时间线性增加，而当在观测点受到断层有限性影响时，其位移量立即下降。当断层有限性的影响到达观测点时，初始质点速度开始下降至零。布龙（1970，1971）引入了一个时间常数，它等价于信号的走时，即 $\tau \propto r_0/\beta$，这里 r_0 表示断层面的圆形位错半径，从而可由下面表达式代替式（10.20）和（10.21）

$$u(y=0,t) = (\sigma_{eff}/\mu)\beta\tau(1-e^{-t/\tau}) \tag{10.23}$$

以及

$$\dot{u}(y=0,t) = (\sigma_{eff}/\mu)\beta e^{-t/\tau} \tag{10.24}$$

图 10.8 也给出布龙模型的震源时间函数。

如果从应力降和断层强度计算出断层上的滑动，那么该位错模型就与裂隙模型相一致。圆环剪切裂隙的静态滑动解，是非常著名的公式（Madariaga，1983b）。假定受载荷破裂的初始应力为 σ_{xz}^0，那么应力降为

$$\Delta\sigma = \sigma_{xz}^0 - \sigma_{xz}^f \tag{10.25}$$

式中 σ_{xz}^f 为断层上的最终应力，该应力在断层面上是均匀分布的，其滑动由下式给出

$$\Delta u_x(r) = \frac{24}{7\pi}\frac{\Delta\sigma}{\mu}(r_0^2 - r^2)^{1/2} \tag{10.26}$$

式中 r 为在(x,y)平面上距裂隙中心的距离半径。该滑动与运动学模型中假定的均匀滑动是完全不同的。

构制断裂动力学模型，需要描述动力学应力降、破裂速度以及在整个破裂地区的破裂复杂性。常见的滑动静态特性与静态应力降，可作为高频模拟的动力学特性。Boatwright（1982）提出的谱模型，说明描述两种断裂过程之间的这种高频模拟。位移谱的低频幅度与滑动速度和破裂面积的乘积有关（见第 11 章），而加速度谱的高频幅度与动力学应力降、峰值破裂速度和破裂面积的平方根有关。对破裂面积的不同依赖关系，是因为与高频加速度不相干，而与低频位移相干。以动力学或静力学的断层描述，

可计算高频或低频的地震辐射。在这个意义上，可以把模型考虑成依赖于频率的断裂作用。

对任意给定的初始和边界条件，要得到裂隙传播解析解极为困难，而实际求解包括了若干简化的假定。由此，仅只有几个简单的几何模型得到了解析解，例如由 Kostrov（1964）、Burridge 和 Willis（1969）、Richards（1976）所研究的自相似椭圆裂隙模型和 Kostrov（1966）提出的非平面动力剪切裂隙模型。事实上，随着数值方法的采用，均可得到所有其他的有效解。

对于一有限半径的动力圆形剪切裂隙，虽然没有简单的解析解等价于式（10.26）的解，但对于自相似圆形剪切裂隙，已知其解析解得到了广泛使用。正是这样一种裂隙，它从一个点开始，而后以一常量破裂速度对称发展而永不停止。滑动可由一应力降驱动，从而使该问题的求解非常简单（Kostrov，1964）。该滑动位移处处平行于 x 轴($\Delta u_y = 0$)，且由下式给出

$$\Delta u_x(r,t) = \frac{\Delta\sigma}{\mu} C(V_r)(V_r^2 t^2 - r^2)^{1/2} \qquad (10.27)$$

式中 $C = C(V_r)$ 是近似于常量的破裂速度 V_r 的函数，该速度在整个亚声速范围，接近于 1。

实际地震震源近似的进一步假定是，一旦达到最终半径 r_0，自相似剪切裂隙就会突然停止。Madariaga（1976）获得了该问题的数值解，图 10.9 给出一个数值模拟例子。一开始，滑动函数是式（10.27）的数值近似，直到在最终半径时，破裂突然停止。破裂的停止，产生了非常强的 P、S 波和瑞利波，它们从断层边缘向内传播。在瑞利波到达之后滑动速度降至零。Madariaga（1976）称该过程为“裂缝闭合”。此时假定摩擦足够高从而冻结了断层上点的滑动。图 10.9 中所表示的滑动函数完全不同于用于位错模型中简单的斜面函数。这里很清楚，滑动是断层平面上点的位置函数。

围绕圆形裂隙的边缘存在一个应力强度有着变化的混合破裂

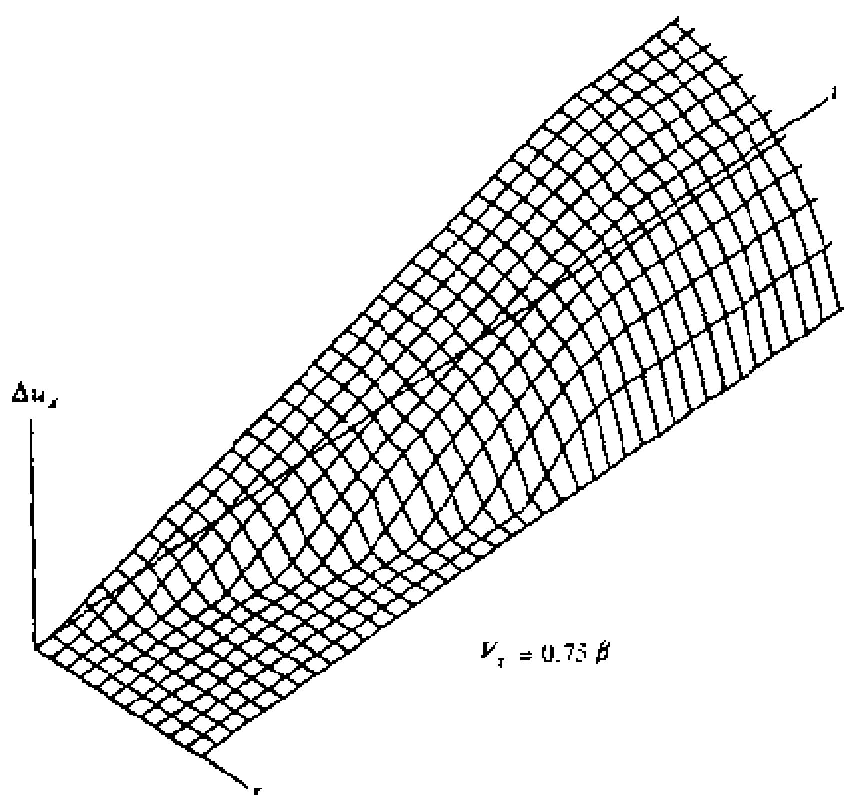


图 10.9 破裂速度为 $V_r = 0.75\beta$ 的圆环断层的震源滑动函数 $\Delta u_x(x, t)$ 的三维图。这是断层滑动随半径 r 变化的综合图（Madariaga，1976，图 10）

模型。因此，一旦引入破裂准则，求解的明显的简化将不存在。裂隙将迅速变形成或多或少的椭圆形状（Madariaga，1983b）。研究三维自然破裂的唯一可行办法是数值模拟。但是，值得注意的是解析解与数值解的显著不同（Dmowska 和 Rice，1986）。解析解通常是随着 Griffith 理论的应用以及对于描述破裂现象的单个裂隙的发展而获得的。在数值解中，裂隙与网格尺度相比，比之可能描述的裂隙通常要小。不同解之间的某些偏差与数值离散化有关。在裂隙端部的应力集中是有限的，而不同类型的数值破裂准则，只是近似地使用破裂力学中的那些破裂准则。

在数值模拟中一般采用三种计算方法，它们是有限元法（Archuleta 和 Day，1980），有限差分法（Virieux 和 Madariaga，

1982）以及边界积分方程法（Das，1980，1981）。边界积分法似乎比其他两种方法更为精确些，这是因为它没有受到量级为单元尺度的波长损失，而有限元与有限差分法则有此影响（Andrews，1985）。

数值解的一个更简单的分类是，裂隙运动系由事前规定，而不是来自破裂准则的驱动。对于由一个圆形面积（Madariaga，1976；Das，1980）、半圆形面积（Archuleta 和 Frazier，1978）以及矩形区域（Madariaga，1977；Archuleta 和 Day，1980；Day，1982a）所表示的断裂作用，已在面定破裂速度的断层模型中研究。这些数值解令人满意地确定了一些重要的三维几何效应的数值，诸如滑动函数中的断层宽度、施加的静态滑动以及滑动上升时间（Day，1982a，1982b）。

在断层破裂速度的传播变化方面，占优势的是高频辐射震源（Madariaga，1977，1983a）。为了了解非稳态破裂传播，需要一个自然破裂的动力模型。即是说对裂隙进程和裂隙运动必须赋予一个确定的破裂准则，而不是预先加以规定。对二维问题，Hamano（1974）和 Das 与 Aki（1977）提出了边界积分法，他们规定了沿断层面的物质的临界应力水平。可以把这样一个方法看成，在数值上模拟断裂力学的临界应力强度因子的一种尝试。

Andrews（1976）把有限差分法和滑动弱化破裂准则加以综合，用以研究有限二维剪切裂隙在无限介质中的传播。对于内平面剪切裂隙，他发现终端破裂速度可能比瑞利波速小或者比剪切波速高。它由滑动弱化判据的三维有限差分方法所证实（Day，1982b）。最近，Andrews（1985）使边界积分法适应于裂隙平面与滑动有关的摩擦定律。他发现自然的平面应变剪切破裂，能使得次级瑞利波转换为近震 P 波的传播速度。边界积分法的结果与他早先在空间位置上该转换的有限差分法的结果相一致，但这种方法在预测在紧随变换之后的破裂速度方面并不同。图 10.10 中表示具有滑动弱化摩擦定律的数值裂隙模拟，该图引自 An-

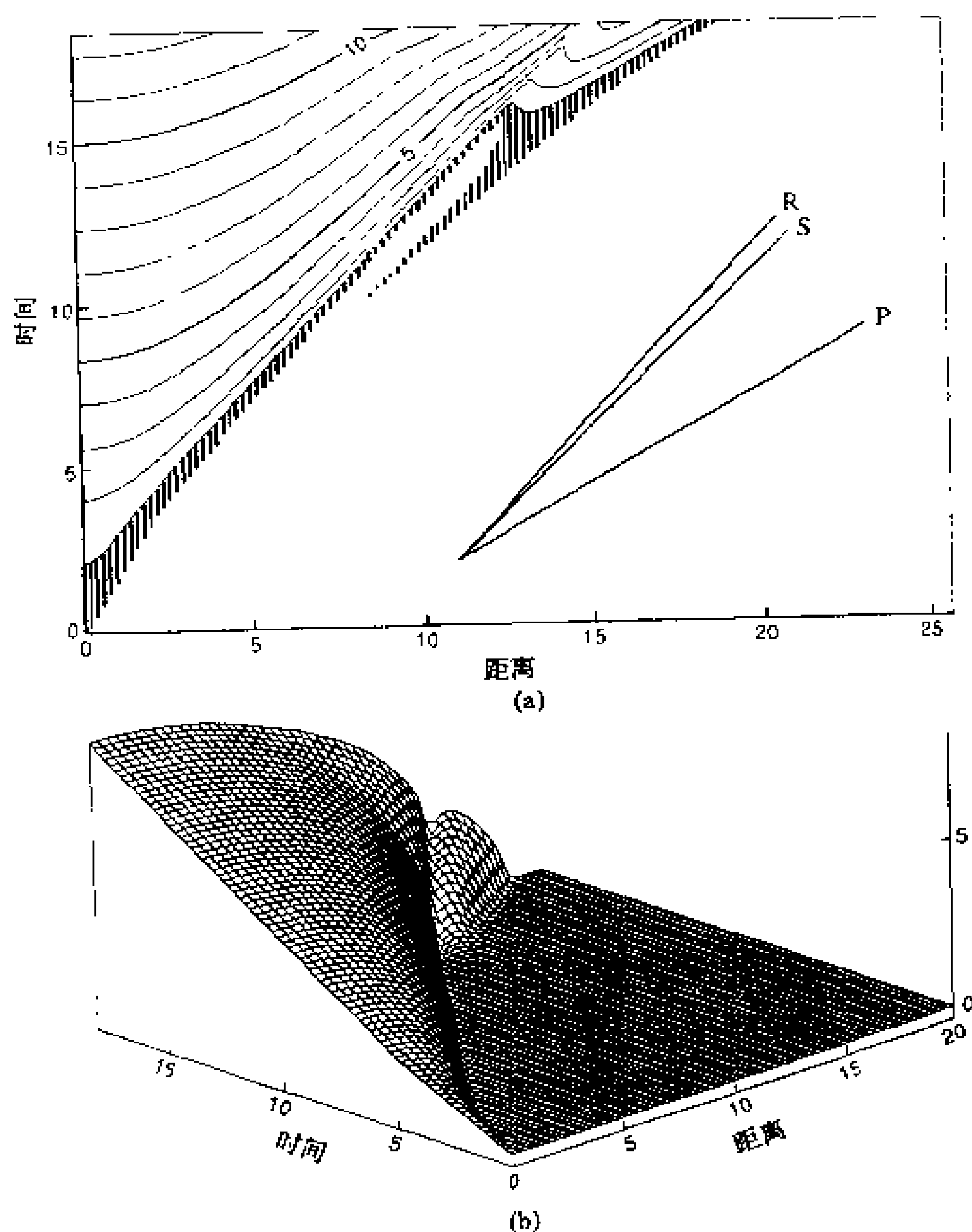


图 10.10　具有滑动弱化摩擦定律的数值裂隙模拟：(a)随无量纲距离与时间变化的滑动等值线图，致密带由阴影表示；(b)无量纲滑动左右对称解的半投影(Andrews,1985,图 4)

drews 的论文。

类似的特征表现在采用临界应力判据的内平面剪切破裂的数

值模拟中。然而，包括超声速破裂的速度特征只是数值方法固有的，而依据临界应力强度因子判据（Virieux 和 Madariaga，1982）的解析解中则不会出现。对一有限裂隙，最大应力判据依赖于裂隙内的网格点数。因此，对一给定最大应力强度，网格点数越精细，所需采取的最大应力越高。

对自然的剪切破裂，三维解在数目上有更高的极限。Day（1982b）采用滑动弱化破裂准则、Das（1981）和 Virieux 与 Madariaga（1982）采用临界应力水准判据均获得了数值解。Boatwright 和 Quin（1986）采用了由 Das（1980）发展起来的计算震源时间函数的三维积分方程快速混合解，产生了一系列具有自然破裂增长、滑动弱化、荷载与强度发生空间变化的破裂模型。他们发现平均破裂速度受归一化强度所控制，破裂过程的复杂性正比于荷载与强度的变化，辐射效率依赖于平均破裂速度，但作为一级近似，辐射效率不依赖于破裂过程的复杂性。当破裂相变得更为复杂时，中止相的辐度下降，而在破裂内部来自应力释放的辐射增加。

自然破裂传播的数值三维模拟，可能是对真实地震源况过程的最佳近似，在数值模拟中，断层平面的不均匀性是其发展过程中的一个主要因素。

§10.3 复杂震源模型：凹凸体与障碍体

地震学与地质学观测表明，断层带的力学特性并不是均匀的，断层与断裂作用的不均匀性表现在所有的尺度上，动力学断裂作用在所有的尺度上也是不均匀的。事实上，不均匀性是地震过程的一个基本部分。在大地震过程中所观测到的地面破裂通常是复杂的，沿断层的位移显示为无规则的变化（Das 和 Aki，1977；Aki，1979；King 和 Yielding，1984；Steidl 等，1991；Beroza，1991）。来自井下侧帮破裂的直接证据表明，通常那里

极为复杂，其扁钢弦未破裂，但发生强烈变形（McGarr 等，1979）。来自大地震的地震体波也是复杂的，通常依据多重地震震源模型来解释它们（Kanamori 和 Stewart，1978；Deschamps 等，1982）。短周期位移波形的模拟意味着，较高频能量来自断层平面上小的高应力降带（Wallace 等，1981；Mori 和 Shimazaki，1984）。强运动加速度记录图的高度随机特征表明，是断层破裂期间有效应力发生大变化的结果。加速度图上占优势的高频波，对其由确定的模型进行模拟也是复杂的。受它们断层面上的大量的小尺度不均匀性影响，描述这些不均匀性也需要许多参数。通常，模拟加速度时程的方法是，引入一包含确定的与随机的破裂复合模式，在该方法中，破裂传播的总体特征要特别加以确定，该过程的细节由一组有限数目的参数，随机地加以描述（Boore 和 Joyner，1978；Hanks，1979；Hanks 和 McGuire，1981；Boatwright，1982；Papageorgiou 和 Aki，1983a，1983b；Gusev，1983）。

由于断层带物理特性的不均匀性导致了破裂的复杂性。控制破裂传播有两个主要因子，一为断层上应力降的分布，另一为断层上破裂能量或强度的分布，所谓应力降即是原应力与滑动摩擦的差异。由于断层切割成岩性非常不同并具有复杂的几何形态，因此，我们预计断层上破裂能量是随位置变化的函数。一但地震发生，破裂增长与停止，受一非常复杂的由应力与强度分布决定的方式所控制。

两种不均匀性的类型即通常称作凸凹体和障碍体，已得到了确认。凹凸体为断层面上具有很强粘结力并阻止破裂的碎片，换句话说，它们具有较强的阻止滑动力量。因此，它们是应力积累的会聚点。岩石摩擦的实验证明，对两个凹凸不平的面接触在一起，其真正的接触面积可以小到只有总面积的百分之几（Teufel 和 Logan，1978）。因此，假如认为断层就是这样两个凹凸不平的表面被正压力压在一起，那么，就可预料这些离散的凹凸组成

广断层，导致地震的破裂过程将就被看成这些凹凸体的破裂。这样一个概念已在地震研究中得到广应用（Kanamori 和 Stewart，1978；Madariaga，1979；Rudnicki 和 Kanamori，1981；Das 和 Kostrov，1983），它被称作凹凸模型。

对照凹凸体模型，Aki（1979，1984）定义障碍体为地震事件从在其上面跳过去的障碍区。在一理想化的由小圆环表示的裂隙的矩形断层上，在断层破裂期间，在这些裂隙上发生滑动，但在破裂过之后，裂隙之间的区域依然未破碎。Das 和 Aki（1977）由数值实验证明这样分段破裂的可能性。由于障碍体可使得破裂前锋停止，但在剪切裂隙的情况下，由滑动产生的弹性波可以打碎障碍体前面的断层面，使得破裂在整个断层面上传播，将未破裂的障碍体抛在后面，该模型就叫作障碍体模型。

正如 Aki（1984）所解释地那样，重要的是分辨出障碍体模型和凹凸体模型。在障碍体模型中，在整个断层上应力的初始状态是均匀的，在地震之后，破裂无规则地滑动，由于障碍体的存在，使得应力集中该处。面在凹凸模型中，在凹凸体处存在初始应力集中。这些位置的局部破坏，可对应于前震。通过地震凹凸体破碎，使得应力在整个断层上趋于均匀。在图 10.11 中，用障碍体和凹凸体模拟余震和前震（Aki，1984）。凹凸体破碎过程可看成一平滑过程，而障碍体的存在可看成为一断层面的打磨过程。借助于这些概念，可以认为震前过程受凹凸体控制，而地震过程则被障碍物体所支配。

在障碍体的讨论中，Aki（1979）区分为两种类型的障碍体，一类与强度有关，而另一类则与几何形状有关。King 和 Yielding（1984）将几何类障碍体又划分成两种类型：保守型与非保守型。它们两者均与不同取向的两断层面之间的破裂的传递有关。其差异在于断层上滑动矢量的取向。在保守型障碍体中，两断层面的滑动矢量是相同的，面在非保守型障碍体中，两断层面的滑动矢量是不同的。前者，当运动从一个平面传递到另一个平面时，滑

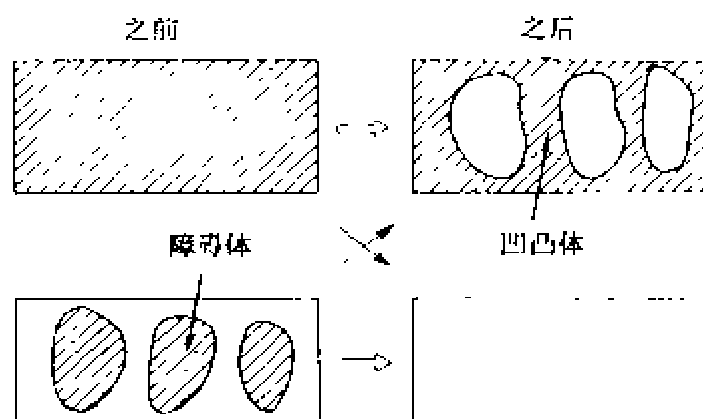


图 10.11 模拟余震与前震过程的障碍体和凹凸体震源模型（Aki，1984，图 1）

动矢量保持不变，而后者，滑动矢量发生改变，并将产生新的断裂。

Das 和 Kostrov（1983）对凹凸体问题已作了详尽的理论研究，他们考虑了在一无限平面上的单个的、圆环形凹凸体的自然破裂，以及所导致的远场地震辐射。对于所描述的破裂过程，采用了数值三维边界积分方程法以及一临界应力水准破裂准则。沿裂隙边缘的一个点或多个点开始破裂，人们发现，对于常量强度的凹凸体，破裂首先围绕凹凸体的边缘传播，随后再向内发展。

Das 和 Boatwright（1985）采用了 Das 和 Kostrov（1983）所提出的断层平面上的单个凹凸体破坏的动力学模型，解释了 1975 年 Oroville 地震的一个小余震的加速度记录，证实了凹凸体破坏所辐射的加速度的预期特征。包括波形模拟的其他工作也证实，在中强地震和大地震的断层面上存在高度不均匀的应力分布（Hartzell 和 Helmberger，1982；Beck 和 Ruff，1984；Liu 和 Helmberger，1985）。

Michael 和 Eberhart - Phillips（1991）提出加利福尼亚 5 个大地震周围地区的三维 P 波速度模型，获得断层特性与在断层底下的岩石介质性质之间的相互关系的认识。他们发现，地震矩高

释放区主要与地震波高速度有关，而破裂开始或终止可能对应于地震波低速度。这些关系使得我们认识到断层为什么可划分成能独立地断裂的若干段。

应用基于射线理论的等时线方法（Bernard 和 Madariaga，1984；Spudich 和 Frazer，1984），对于计算破裂和滑动速度随空间变化的震源的高频辐射极有前途，同时也增强了计算横向变化介质的地面运动的能力。要说明，在任一瞬间、到达任一观测点、来自断层面上任一条线的高频波，即叫做等时线，这表明辐射波阵面的不连续性，诸如临界相或阻止相，在任意时间等时线正切于障碍体（Bernard 和 Madariaga，1984）。根据定义，等时线速度依赖于破裂速度，且类似于通常的方向性函数，它是由断层上等时线的空间特性造成的。所观测的地面运动直接依赖于该等时线速度，而地面加速度也与断层上滑动速度的空间变化有关（Spudich 和 Frazer，1984）。图 10.12 比较了由断层面上 S 波等时线破裂产生的未经滤波的地面速度与加速度观测记录图，该图引自 Spudich 和 Frazer（1984）。他们还发现了既可由滑动速度与等时线速度的时间偏导，也可由其空间偏导引起的地面运动的简单关系。采用等时线方法，计算地震地面运动的进一步问题类似于计算走时，从面，也可能又有一个处理反问题的方法存在。

应用高密度地震台阵，是提供求解给定场地详细地面运动的又一种技术。此时，地面运动可还原为各种分量的波。被称为频率-波数的分析方法，将波场分解为单色平面波，每一单色平面波均有其自身通过台阵的传播慢度，且有其自身的行进方向。当波场被分解为平面波时，则其平面波可标识为来自不同方向的体波事件或面波事件。虽然，高密度台阵被用于远震观测、用于反射与折射剖面已有数十年的历史，但它们用于近震的高频地面运动研究还是最近的事（McLaughlin 等，1983；Spudich 和 Cranswick，1984；McMechan 等，1985）。Spudich 和 Cranswick（1984）成功地在高密度台阵上观测到了破裂动力学过程，他们

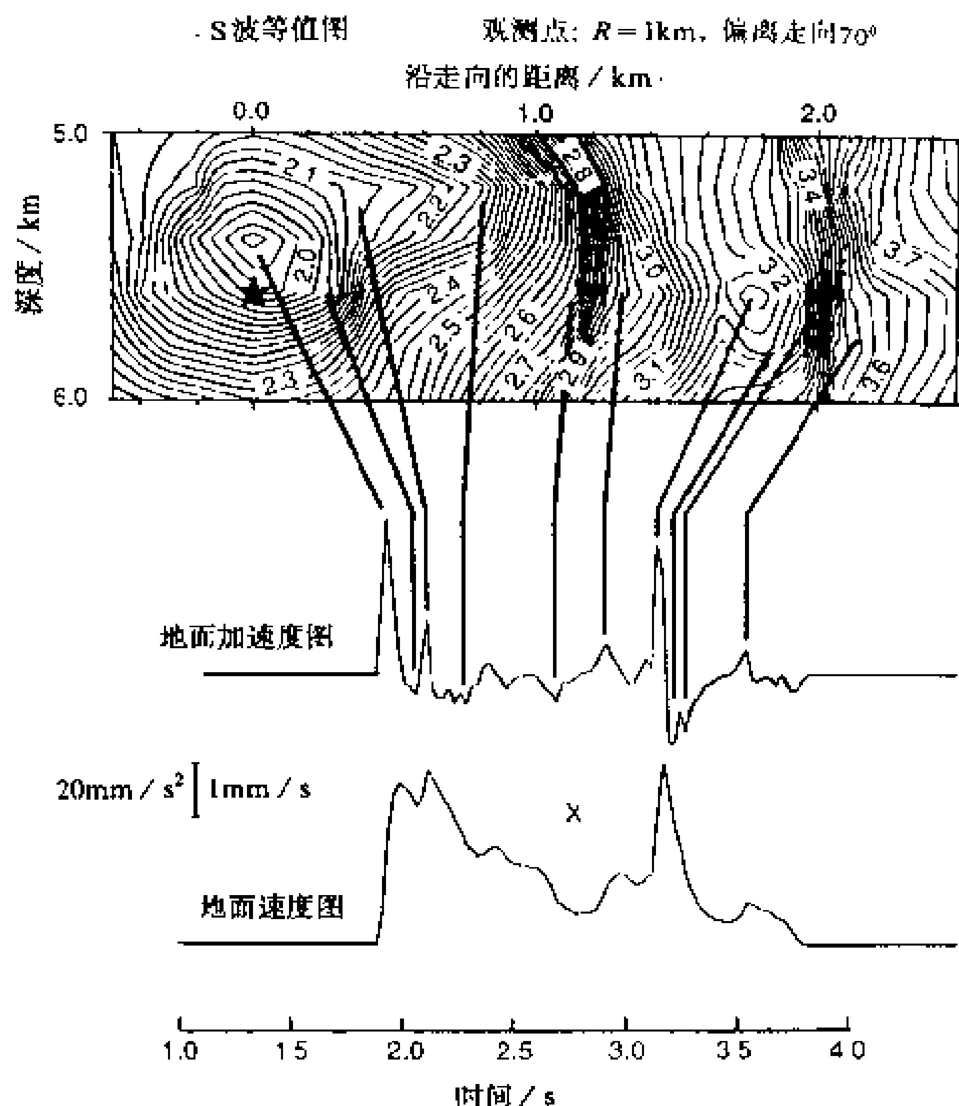


图 10.12　开裂产生的未经滤波的地面速度、加速度与等时线图的比较，后者为断层上由任意点辐射而到达观测点的S波在断层平面上的等时线。由于等时线可精确地表示断层每一时刻在地震图上的贡献，因此，可定出各个脉冲在断层上的原位置（Spudich 和 Frazer，1984，图 11）

采用了 1979 年帝王谷地震记录，采用的是 E1 Centro 微分台阵 5 个单元所记录的资料。该台阵位于距断层面出露行迹仅 5.6 km 的地方，在地震期间，30 km 长的破裂导致了冲向台阵的波的传播方向改变了 150°。Spudich 和 Cranswick（1984）跟踪了沿整个

断层长度破裂前端的传播，并观测其破裂速度的改变。图 10.13 为由他们解释的一个实例（该图引自原文）。

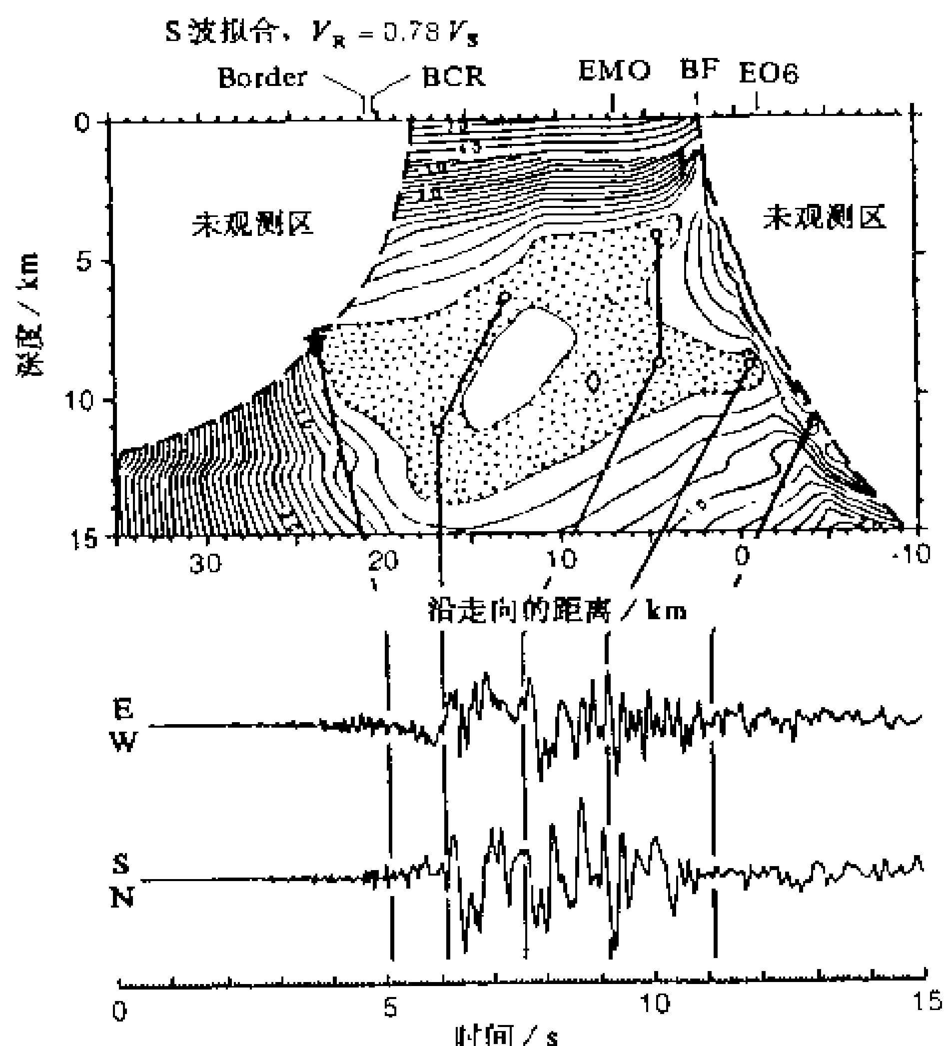


图 10.13　S波震源时间与断层开裂时间之差的绝对值，依据加利福亚帝王谷断层西侧的开裂速度与剪切波速度之比为0.78。以点表示差异小于0.2 s的区域，标有“未观测到”的区域表示辐射慢度高于或低于水平加速度图上的观测值。1979 年帝王谷地震的 DA1 水平加速度图，以图线展示出加速度图上潜在的震源变化（Spudich和 Granswick，1984，图 22）

为了分析在南非一处深层金矿所记录的矿山地震的地面运动参数，McGarr（1981）引入了一简单的不均匀断层模型。布龙

(1970，1971）所假定的在整个圆形断层面上的应力降为常数这一简单震源模型，并不能解释震源过程在确定所观测的峰值加速度值和地面速度值方面所起的作用。McGarr（1981）的震源模型有许多特征与布龙模型相同，诸如圆的几何形状以及断层动力学简单假定。但该模型包含了在一环状断裂区域内有一圆形凹凸体破坏。该凹凸体因高应力降而破坏，且对应于小范围时间标度。随着小尺度破裂，在背景应力状态的影响下，大断层带出现形变，并导致在整个断裂区有较低平均应力降的地方发生大尺度的变形。虽然所提出的不均匀断裂模型在概念上很简单，但McGarr（1981）证明它对于分析地面运动观测资料相当有用。

Kuhnt等（1989）提出简单障碍体与凹凸体模型，以解释在深矿井中由房式开采和柱式开采所诱发的以及直接对应于回采区的低应力降地震事件的地震参数。在障碍体模型中，裂隙开始于回采区，向采空区传播，煤柱充任障碍体且具有较高的强度，裂隙就中止了，没有打碎这些煤柱。而在凹凸体模型中，煤柱充任应力集聚物，随着应力水平的增加，煤柱凸凹体被打碎。为简便起见，均可采用圆形或环状模拟凹凸体、障碍体和采空区。由一含单个环形凹凸体或障碍体的圆形剪切裂隙来表示震源。对障碍体模型，在环形障碍体的外部假设为常应力降，而对于凹凸体模型，则假设其环形凹凸体内部为常应力降。

§10.4 地震序列

浅源地震很少呈孤立地震事件发生，它们通常形成在时空上意义明确的序列。Mogi（1963）将这些序列分为三种类型：即主－余震型，前震－主震－余震型和震群型，他认为这标志着震源区均匀程序性的增加，虽然这一观念似乎太平常了（Scholz，1990）。与前震与余震序列有联系的一个较大的地震事件叫作主震，而地震序列没有一个占优势的较大地震则称为震群。图

10.14 给出了这三种地震序列类型的主要特征，由图中可见，地震发生速率是时间的函数。偶尔，也会出现在时空上联系紧密的二个或多个主震，则叫作双震型或多震型。

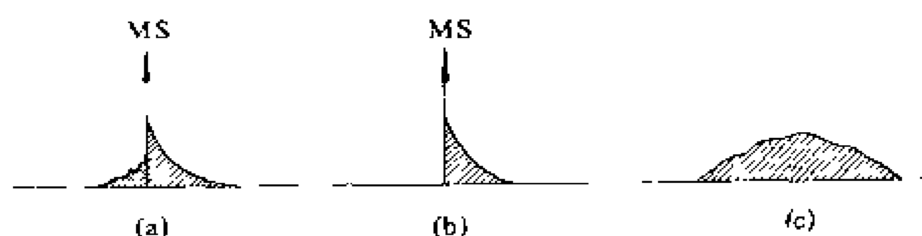


图 10.14 三种地震序列的主要特征示意图（发生速率为时间的函数）：(a) 有前震和余震的主震；(b) 有余震的主震；(c) 震群

在主震前发生的前震为较小的地震事件。它们通常发生在靠近主震震源附近，且可能是成核过程的一部分（Scholz，1990）。它们的发生是相当无规则的。许多地震没有前震，前震序列范围可以从 1～2 个地震到一个小震群。Jones 和 Molnar（1979）对全球的前震进行了调查，发现对 $M \geqslant 7$ 级地震，约 60% 的大震有前震。其典型的活动性，在主震前 5～10 天变得明显，且迅速加速直至主震发生。在主震与最大前震之间没有发现什么联系。Jones 和 Molnar（1979）发现前震时间序列可由下述经验关系式表示

$$n = at^{-c} \tag{10.28}$$

式中 n 为前震发生的比率，t 为主震向前推的时间，a 和 c 为常数。指数 c 接近 1（Papazachos，1975；Kagan 和 Knopoff，1978）。

凹凸体模型可用于模拟前兆地震图像（Jones 和 Molnar，1979；Dmowska 和 Li，1982）。Jones 和 Molnar（1979）提出，前震表示了在未破碎的凹凸体上由应力集中引起的凹凸体的加速破碎。Mikumo 和 Miyatake（1983）以简单的凹凸体模型解释了一系列空间与时间地震活动图像，它们包括了前震的发生。小地

震与大地震应变积累和释放相关的凹凸体模型的基本假设为：断层面上有大量的凹凸体结合在一起，随构造应力的增加，在小地震期间使较弱的凹凸体破碎，使更多的应力传移到仍保留下来的凹凸体上，当大多数凹凸体破碎时，断层变得失稳。这些假定导致了两个前震特性：即如果应力降正比于构造应力，则前震的应力降，比之该地区早先地震的应力降要高；沿强凹凸体带，前震将成丛发生，将出现具有类似的地点、震源机制和波形的成组地震（Pechmann 和 Kanamori，1982）。

然而，由于它的确定依赖于许多因素，因此，要检测应力降随时间的变化是困难的，这方面的努力产生了一些不同的结果。由 Choy 和 Boatwright（1982）对 1978 年日本 Miyagi - Oki 地震之前长长的前震序列的四个地震事件的分析，得到如下结果：主震的动力学应力降，显然受前震的动力学应力降限制。

对于前震波形的研究仅是很偶尔的，Ishida 和 Kanamori（1978）发现 1971 年加利福尼亚旧金山地震之前的 5 个地震事件惊人地相似。Frankel（1981）观测到在维尔京群岛一个 4.8 级地震的几个前震非常相似的波形。但 1952 年加利福尼亚克恩县地震的前震的波形，个个都极为不同（Ishida 和 Kanamori，1980）。1966 年加利福尼亚帕克菲尔德地震的两个前震地震图也不相同，而 1975 年的 Oroville 地震的前震波形也与这两个前震的情况相似（Bakun 和 McEvilly，1979）。很显然，似乎前震的个数、它们波形的相似性，将依赖于该地区凹凸体的数目、强度与分布。

Pechmann 和 Kanamori（1982）对 1979 年帝王谷地震的前震和余震的精细波形和频谱作了研究，他们发现波形比之谱具有更强的证据支持凹凸体模型的预测。尤其是与余震相比，波形数据意味着前震位于比较少的高度局限的震源处。在整个记录长度上，所发生的一组前震具有显著的相似波形。在波形上的紧密耦合，意味着相似的震源机制和震源的密集成丛性。而余震虽然同

样发现有相似波形，但更多的是地震事件与事件之间的波形不同。这可由凹凸体模型来解释这些观测结果，该模型可预测在大地震发生前一个时期里，沿断层上强度大但未破碎凹凸体破坏的限度。凹凸体模型的第二个方面的预测，即前震具有较高的应力降，并没有得到资料的支持。显然，小震的波形比其频谱对地震势具有更为灵敏的指标。

Dmowska 和 Li（1982）认为，凹凸体的终端通常是前震成丛的地方。在他们的模型中，滑动前沿是从岩石圈的底部向上传播。当该前沿通过凹凸体时，其边缘表现为地震活动，而其中央仍无地震活动。当凹凸体呈拉伸时，前震将发生在凹凸体的两端，其前震图像将非常类似于 1979 年墨西哥 Petatlan 地震的前震图像。Hsu 等（1984）研究了该地震的前震和余震，他提出了一个简单的双凹凸体模型，来考虑观测到的该地震的前震和余震。但我们并不清楚凹凸体是否引起主震前由于高强度产生的沉寂，或是否由于高应力导致主震前的地震活动（Habermann，1983)。根据应力环境的不同，上述两种情况似乎都是可能出现的。

在许多情况下，能观测到前震向主震震中的内向迁移现象（Kagan 和 Knopoff，1976；Rikitake，1982)。Jones 等（1982）研究了 1975 年中国海城地震的前震序列，该地震是第一个被准确预测的大地震。在海城地震前 4 天，在主震震中区附近发生了 500 多个前震，且有 60 个前震得到了定位。Jones 等（1982）检测了所定位的地震事件的空间分布和辐射花样，发现主震与发生的前震并不是在相同的平面上，前震群空间分布随时间而变化，从一个很小的球状体积扩展一个较大的拉伸状的体积。在前震序列期间，有两组不同的断裂机制。它们与断层的不同部位有关。这些特征是通过断层上一个雁列阶梯传递应变的结果。与前震破裂区域尺度相比，前震与主震的较大距离意味着，前震仅对主震断层的剪切应力发生小的改变。

几乎所有的浅源地震均有余震，它们形成了观测到的最为频繁的地震序列。余震的一个全球性的观测特性是其频度与时间呈双曲线函数关系，即大森定律，其表达式为

$$n = \frac{c}{(1+t)^p} \tag{10.29}$$

式中 n 为余震发生率，t 为以主震为起始点的时间，c 和 p 为常数。通常发现指数 p 非常接近于 1。在典型序列中，最大余震至少小于主震 1 个震级（Utsu，1971）。余震的总地震矩通常仅占主震地震矩的 5%（Scholz，1972）。发现该法则也对 1977 年波兰 Lubin 矿山地震有效，该矿震发生在一处深层铜矿中（Gibowicz 等，1979）。主震后余震在整个破裂区及其周边开始迅速发生，但它们通常集中在由主破裂所预期产生的大应力集中的地方（Mendoza 和 Hartzell，1988）。

所有的余震模型均再现大森定律所描述的与时间的依赖关系（式 10.29）。通过对余震力学的详细回顾，Hull（1983）将余震模型划分为两种范畴的类型：主震后破裂面依赖于时间的重新加载，和主震后周围介质依赖于时间的强度衰减。这些理论将其分成三组基本的分类类型：（1）通过岩石蠕变再加载引起的破裂；（2）通过应力腐蚀或孔隙液体流动使得岩体弱化引起的破裂；（3）通过主震产生局部应力集中或静态剪应力增加引起的破裂。

在 Das 与 Aki（1977）和 Aki（1979）的障碍体模型中，余震为应力集中的结果，在地震断层平面上一个障碍体即为一个高应力集中的地方。当在强度衰减之后，障碍体随即破碎，从面导致余震。然而，余震受主震破裂面的约束。据文献记载，在破裂两端余震趋于成丛，通常，余震群是向远离破裂面的方向发展。

许多著者计算过围绕一个主震的应力场的变化，例如，Niewiadomski 和 Rybicki（1984）计算了横向不均匀半无限空间中，两个互相作用的对蹠平面剪裂隙的应力场，他们发现除裂隙的端点外，在临近裂隙的地方应力下降，而在端点处所观测到的

是应力增加，这些结果解释了在破裂两端余震成丛现象，这与在二维 Volterra 位错中所发现的对蹠平面中的情况是相似的（Rybicki，1971）。

在垂直方向上，远离裂隙的应力对于内平面和对蹠平面，具有完全不同的图像。在垂直于断层一定距离上，剪应力的增加可能是由远离断层的余震所引起的，它有时也发生在明显远离主震破裂平面的地方（Das 和 Scholz，1981b）。在若干文献中（Das 和 Scholz，1981a，1981b；Kostrov 和 Das，1982），已对由内平面剪裂隙形成的应力图像进行了分析，并用来解释远离断层的余震活动。人们发现采用 Volterra 三维矩形位错模型可得到类似的效果（Yamashina，1978；Stein 和 Lisowski，1983）。远离断层的剪应力的增加只是应力降的 10%。假如该应力的增加导致了余震的成丛发生，那么不是岩体接近于破坏，就是应力降很大。Stein 和 Lisowski（1983）考虑了断层周围的岩体弱化或存在高应力环境的情况。然而，由同一个地震做自身应力的再分配，并不能产生余震。某些与时间有关的过程必将导致时间延迟（Hull，1983）。Das 和 Scholz（1981a）已将余震的起因分为两种机制：一是岩体加载导致破坏；二是造成时间延迟。在主震之后即刻存在静态应力场，且具有时间延迟机制，可由应力腐蚀理论做解释。

1979 年加利福尼亚 Homestead 谷地震序列，展示出余震远离主地震的趋势，图 10.15 给出从 1979 年 3 月 20 日至 1981 年 2 月 10 日所发生的地震位置和断层模型（Stein 和 Lisowski，1983），存在 4 个主震，在第一个主震发生一天内，即开始形成余震群。余震趋于发生在静态应力增加的几个棒状区；只有很少几个余震发生在应力下降的地方。Stein 和 Lisowski（1983）关于 Homestead 谷地震的研究的一个重要的结论是：导致余震发生的应力，依赖于交替出现的地震正应力与剪切力的结合。这就解释了余震区呈对角线分布的特征。

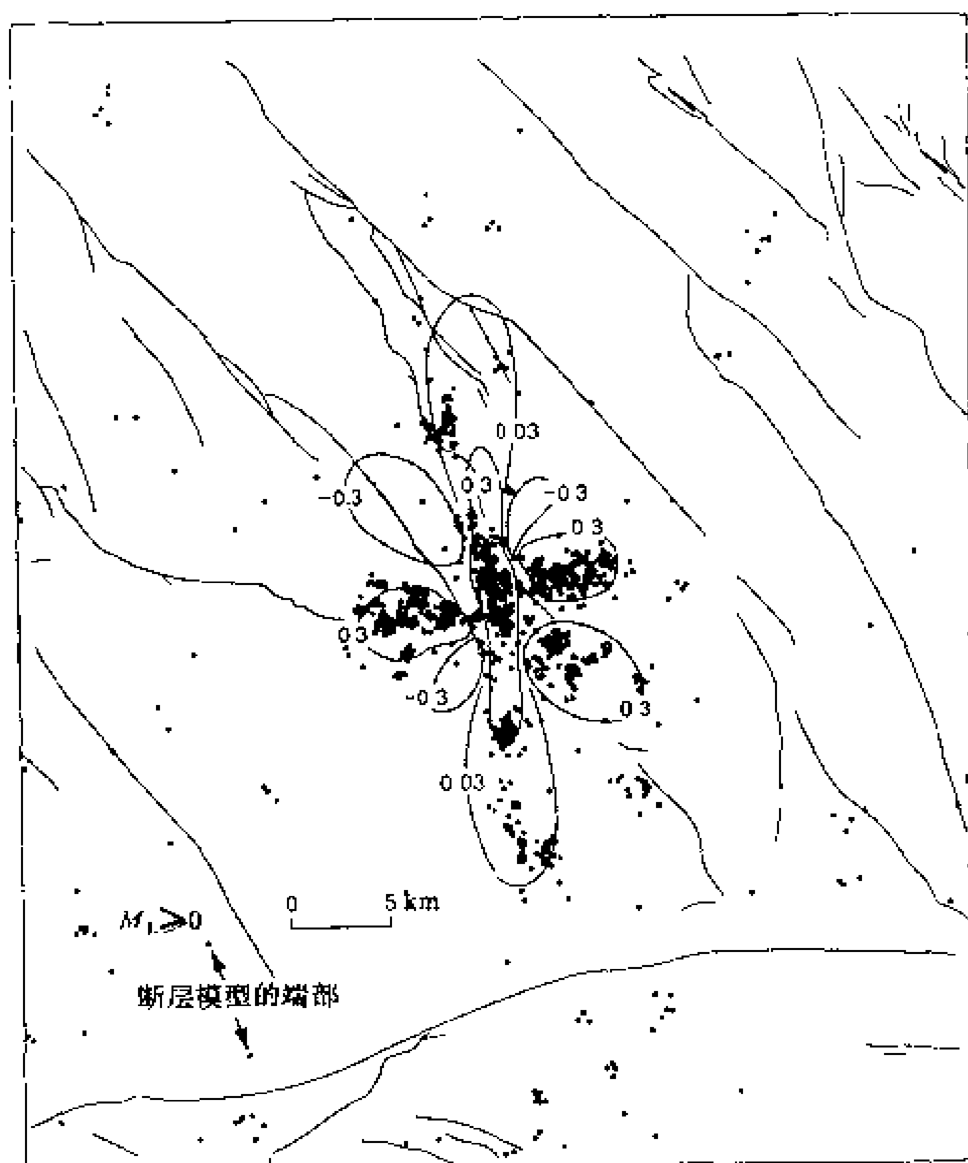


图 10.15 1979 年加利福尼亚 Homestead 谷地震之后，自 1979 年 4 月 20 日至 1981 年 2 月 10 日 $M_L \geqslant 0$ 级地震的震中位置与断层模型。给出所计算的破损应力的上升（实线周边）以及下降（网点区域）的轮廓，表示出断层的象限分布（Stein 和 Lisowski，1983，图 9a）

震群通常是逐渐开始和逐渐结束的地震序列，在大小上没有一个占主导的地震。它们往往与火山区域有关，但这不是一个普遍规律（Sykes，1970）。震群活动有这样一种趋势，它们发生在一个未来较大地震较长时期以前的震源区及其周围（Evison，

1977)。这就是用于中期地震前兆的活动图像。

在矿井里，矿山地震序列所知甚少。McGarr 和 Green (1978) 研究了两个震级为 1.5 和 1.2 级的矿震的前震-余震序列，它们发生在 1973 年 5 月，南非约翰内斯堡附近的 East Rand Propiety 矿的采区里。在震源区的研究中用了高灵敏地震台阵和一架倾斜仪。该序列的地震震级范围，一直下降到 −3.5 级。在每一地震事件发生后的第一个小时里，约记录到 140 个余微震，其发生率随时间以一种有规则的方式下降。虽然这两个地震事件发生的间距在 50 m 以内、且仅间隔 12 天，但是在震级为 1.5 级的矿震前地震活动性处于每小时 4 次的正常背景，而在震级为 1.2 级的地震前，其地震活动性则异常地高，每小时达约 30 次。在这两次地震前，没有发现任何不稳定发展迹像的证据。McGarr 和 Green (1978) 指出，一个主余震序列与类似于震群的序列，均可发生在具有相似应变条件的同一岩体中。

1977 年波兰 Lubin 铜矿发生 4.5 级矿山地震，其后出现有规律余震序列，且最大余震为 3.4 级 (Gibowicz 等，1979)。余震的频率 − 时间分布是典型的，地震发生率随时间是双曲线型衰减。与此对照，1987 年发生在同一矿区的 4.3 级地震，其随后的小余震没有几个，且最大的两个余震震级为 2.1 级，与在主震前 3 个月里所观测到的地震活动水平显著不同 (Gibowicz 等，1989)。在主震后第一个月里地震矩的日释放仅为地震前的 1/2。一般而言，矿区地震事件的余震，并不像天然地震那样普遍存在。

§10.5 合成地震图

地震图可认为是震源处的扰动引起的震源-接收器路径系统的响应。若传递函数为已知，那么就可对震源处假定的一个信号地震图进行合成，可以证实，在大量的文献中所计算的合成地震

图是相当真实的，且给出大量可供选择的程序。

预测地面运动的最初方法是确定性方法。对一给定的地震波，其位移的基本形态由式（10.18）所描述。对于更详细的表述，震源是作为由移动位错所产生的沿着断层的弹性回跳。那么可以由表达介质位移格林函数计算地震图。已构制了不同断裂类型的格林函数。采用这种方法，已发表了大量的文章（详见参考文献，如 Bolt，1987）。其方法是一种满足所假定的不同震源参数值的复杂曲线，以找出与地震波记录的最佳拟合。

计算复杂地震的合成地震图要构制格林函数，一个有效构制方法是采用小地震地震图作为经验格林函数，该方法是 Hartzell (1978) 所引入的。假定小地震有简单的震源，其地震记录图可以作为经验格林函数，认为大地震事件地震图是对该记录图谱频段的反褶积（Mueller，1985；Frankel 等，1986；Dan 等，1990；Mori 和 Frankel，1990）。所观测的大地震的地震图 $u_m(t)$ 可由其震源时间函数 $S_m(t)$、路径 $P(t)$、记录场地 $R(t)$ 以及仪器 $I(t)$ 的脉冲响应的褶积来表示：

$$u_m(t) = S_m(t) * P(t) * R(t) * I(t) \qquad (10.30)$$

假定邻近的一小地震的震源时间函数 $S_a(t)$ 是 $\delta(t)$ 函数，那么该事件的波 $u_a(t)$ 表示了其路径、场地和仪器的脉冲响应，或者说它表示具有该特定震源机制的震源的经验格林函数，因此，假设主震的震源机制与格林函数事件类似。在频率域里，通过该频谱段进行反褶积

$$\frac{u_m(\omega)}{u_a(\omega)} = \frac{S_m(\omega)}{S_a(\omega)} = S_m(\omega) \qquad (10.31)$$

式中 ω 为角频率。可将商的频谱返回到时间域，从而给出大地震的震源时间函数。

第二种方法是运动方程的数值解。该过程更多的是考虑围绕震源附近及接近地面的真实结构。通过采用在断层上的许多点源以及这些点源对观测点的贡献求和来进行数值计算，从而获得接

近于观测记录的合成地震图。

我们将 Kikuchi 和 Kanamori（1982）的方法作为一个例子叙述如下。他们提出了一种数值方法，将复杂的体波反褶积变为一个多重震动序列。假定该多重震动中的所有子事件，有着相同的断层几何形态与深度，在此假设下，所获取的远场的震源时间函数是斜面函数的叠加。用最小二乘法通过合成地震图与观测地震图比较，来确定斜面函数的高度与起始时间。那么，可由一对斜面函数或由在震源时间序列中离散的梯形脉冲，来识别出各个子事件。该方法可用于单个和多个台站资料分析，作为一种试验，Kikuchi 和 Kanamori（1982）分析了 1976 年 Guatemala 地震的远震长周期 P 波。该地震的远场震源时间函数见图 10.16（Kikuchi 和 Kanamori，1982）。识别出了 5 个主要的子事件。该方法为系统分析复合地震事件，提供了一个有效的工具。

诸如 Kikuchi 和 Kanamori（1982）所提出的长周期体波的时间域模拟，主要关心的是断层随时间增长历程的复杂性，而不是震源时间函数的细节。这样的细节只能在短周期和强运动波形中研究。从三组资料所确定的在震源时间函数上的差别的一个很好的例子，是来自对加利福尼亚的 1968 年 Borrego 山地震的研究。从长周期体波（Burdick 和 Mellman，1976）和短周期体波（Ebel 和 Helmberger，1982），以及强运动资料（Heaton 和 Helmberger，1977）所确定的该地震的时间函数，做了一个比较，如图 10.17 所示（Ebel 和 Helmberger，1982）。

在过去的十年里，在区域震和地方震的距离上，对波形所做的一系列数值模拟技术得到了发展，为了模拟真实数据（Hartzell 和 Heaton，1983）和了解波在真实结构中传播的复杂性（Campillo 等，1983）。所采用的地球模型变得愈来愈复杂，Herrmann 和 Wang（1985）比较了各种不同的方法和模型，在那里也能找到有关的参考文献。他们采用若干方法计算简单地球模型下 8 个位错源和 2 个爆炸源的格林函数的时程函数。他们发

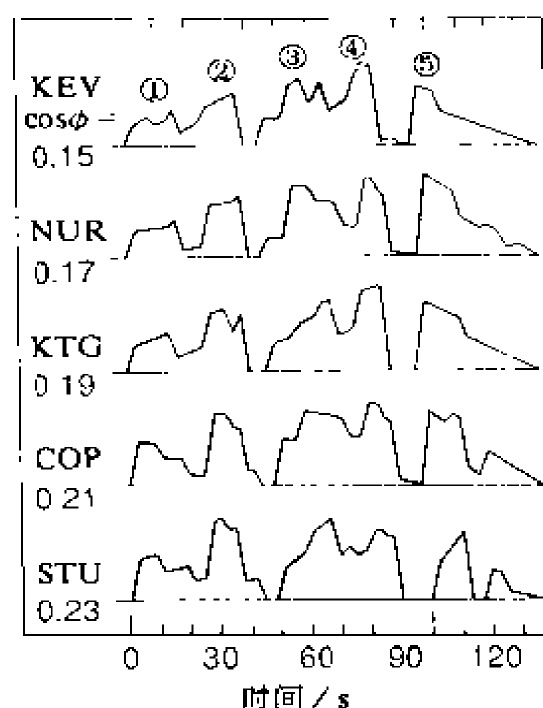


图 10.16 1976 年 Guatemala 地震的远场震源时间函数。该函数由 5 个台站记录获得，从中可见到 5 个主要的子事件，它们分别由数字 1～5 标识（Kikuchi 和 Kanamori，1982，图 5）

现，每一种计算合成地震图的数值技术，均有缺陷，但其峰值幅度误差均在 10%之内，且波形形态几乎相同。

到目前为止，有关矿山地震事件的波形模拟方面只有很少的已发表的几篇文献，最近 MacBeth 和 Redmayne（1989）发表了由采矿诱发的地震事件的波形模拟应用的一个有趣的例子。该项工作是过去地方震和区域地震波形模拟的延伸（MacBeth 和 Panza，1989），以 Panza（1985）的模型求和为依据，对大量的高阶面波求和，用于构成合成地震图。研究了苏格兰 Midlothian 产煤区所产生的地震事件震源。合成地震图的计算允许因地球结构、震源深度、震源定位、地震类型的不同影响存有差异。在矿山作业区矿震震源几乎成组出现。发现有三种地震事件类型：正断裂

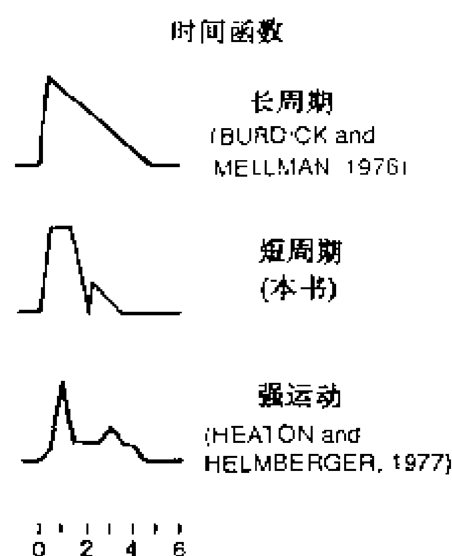


图 10.17　由长周期体波、短周期体波以及强运动数据所确定的1968年加利福尼亚 Borrego Mountain 地震的震源时间函数的比较。图下方的时间刻度单位为秒（Ebel 和 Helmberger，1982，图 12）

矿震、高角度走滑矿震，以及其震源机制为类似于单个力的事件，它可能对应于矿山作业区的冒落。

Niewiadomski 和 Meyer（1986）提出从 SH 波记录恢复震源时间函数的直接反褶积方法。时间域里的反褶积运算是典型的病态化的问题，需要一个专门的方法解决问题。可提供合理结果的一种技术是 Tikhonov 的正则化方法（Tikhonov 和 Arsenin，1979）。Niewiadomski 和 Meyer（1986）采用了该方法。从震源距 70 km 记录的宽频带地震图，应用直接反褶积算法恢复了 1987 年 6 月 20 日波兰 Lubin 矿山地震（近震震级 $M_L = 4.3$）的震源时间函数（Gibowicz 等，1989）。该震源时间函数是复杂的，它在几分之一秒里由分开的两个子事件所构成。这是一个证实采矿诱发的大震事件的复杂性例子。

McGarr 和 Bicknell（1990）采用 Johnson（1974）均匀半无

限空间点源计算地震图的有效的方法，模拟南非 Klerksdorp 附近的 Vaal Reefs 金矿的两个矿震记录。采用了地方性地震台网和一个地表三分向台站记录资料。他们发现，采用试错法，通过合成地震图与所观测的地震图的一致来获得对震源过程的综合描述。他们的试验表明，宽频带近震地震图记录包含有足够的信息以约束地震事件的地震矩、震源持续过程以及断层平面解。

§10.6 断层与分形

有两种常用方法研究破裂过程的均匀性。第一种方法是从物理模型中发展起来的，它依据断层面强度的某种非均匀性，诸如障碍体模型与凹凸体模型。第二种方法是纯几何学的方法，是根据 Mandelbrot（1967）承启了地质学中的概念所引入的分维概念，即不规则系统几何学的一般模型。Mandelbrot（1967）注意到，当测量标尺的长度以幂函数下降时，岩石海岸线的长度增加了，他把函数与分形建立联系。该观测基于这样一个事实，即大陆海岸线的长度是恒定的。在不同高度对大陆海岸线拍照是不应有区别的，除非引入一个比例尺子。地质现象的尺度守恒是众所周知的——无论何时对地质特征进行拍照，物体总是具有一定的尺度。

分形方法用于特殊集合，它的无规则性表现为与用来检测的尺度无关。自相似形态叫作分形，自然界的分形包括树木、河流、海岸线、以及山脉的形状。在许多研究中应用了地震断裂的分形方法（King，1983；Smalley 等，1985；Scholz 和 Aviles，1986；Aviles 等，1987；Okubo 和 Aki，1987）。King（1983）、Okubo 和 Aki（1987）以及 Turcotte（1989）在一定程度上详细叙述了分形概念的基本思想，在此仅简要地作以介绍。

维数概念是分形发展过程的中心。维数有两种不同定义：拓扑维与分形维，它们作为分形集的一个集合必须是等价的。分形

维是一个集合的复杂性或无规则性的度量，并且一旦被确定，则提供了该集合分维现象特征的一个定量方法。分形思想最佳图解实例，为 Mandelbrot（1977）陈述的英国海岸线的长度。该问题的答案并不简单，这里由于用于度量尺子减小时，其长度确切地增加，因此，一条海岸线的长度的对数与用于度量海岸长度的尺子的长度的对数成线性反比，这条反比直线的斜率为 $1-D$，这里 D 称为海岸线的分数维。对于较大的 D，海岸线的长度增加很迅速，因此，较大的 D 值可直接对应于更为复杂的海岸线或曲线。

因此，一般而言，若物体的数值 N_i 具有一特征线性尺度 r_i，且满足关系式

$$N_i = \frac{C}{r_i^D} \tag{10.32}$$

则由分维数 D 与常量 C 定义了其分维分布（Turcotte,1989）。同样，若物体 N 的值具有的特征线性尺度大于 r，且满足关系式

$$N = \frac{C}{r^D} \tag{10.33}$$

则定义了分维分布。碎片、矿藏、油田、岛屿、断层系、地震等的频度-尺度分布通常满足该关系式。分维 D 提供了两种大客体相对于小客体重要性的重要的度量。虽然关系式（10.32）或（10.33）在数学上于无穷范围内均有效，但在物理问题里，分维分布的应用总是有其上下界的。

为了获取一断层系的分维值，通常采用盒子计算法（box-counting method）（Mandelbrot，1983）。考虑一里面包含断层系的正方形，将它划分成一系列边长为 r 的方盒子，那么可以数一数断层线通过的盒子数 $N(r)$，并在一双对数坐标上绘出纵坐标为 $N(r)$，横坐标为 r 的线。若该图近似为线性，则意味着它与关系式（10.33）很一致，某斜率为 $-D$，直接得到分数维。

在任意地震区，均可发现震级大于 M 的地震数满足关系式（古登堡和里克特，1954）：

$$\lg N = a - bM \tag{10.34}$$

式中 a、b 为常量。b 值被广泛用于作为区域地震活动性的一种量度，其变化定性地说与以下问题有联系：介质的均匀性（Mogi，1962），应力状态（Scholz，1968），实验室尺度下岩石破裂实验中破裂机制的改变（Meredith 和 Atkinson，1983），常应变速率条件下所加应力与裂隙增长随时间变化的物理过程（Main 等，1989）。Aki（1981a）指出式（10.34）等价于分维分布的定义。

通常，地震的地震矩 M_0 与震级的关系为

$$\lg M_0 = cM + d \tag{10.35}$$

式中 c、d 为常数，理论基础上取 $c = 3/2$，(Kanamori 和 Anderson，1975)。地震矩可近似地由式（Kanamori 和 Anderson，1975）

$$M_0 = C_1 r^3 \tag{10.36}$$

表示，式中 $r = A^{1/2}$ 为线性维，A 为断层的破裂面积。结合式(10.34)，(10.35)，(10.36)，可得到以下关系式：

$$\lg N = -2b \lg r + C_2 \tag{10.37}$$

式中

$$C_2 = \frac{bd}{1.5} + a - \frac{b}{1.5}\lg C_1 \tag{10.38}$$

关系式（10.37）可改写为

$$N = C_2 r^{-2b} \tag{10.39}$$

上式与（10.33）式的定义相比较，有

$$D = 2b \tag{10.40}$$

因此，区域或局部的地震活动性的分数维简单地为参数 b 值的 2 倍。

地震活动性在空间、时间、震级分布上的分维结构，可分别由分数维 D、大森指数 p 和 b 值表示。Hirata（1989）考虑了这些定标参数的相互间关系。他计算了日本 Tohoku 地区地震的分数维和 b 值，发现其结果并不支持 Aki 的公式（10.40），且表现为 b 值与 D 值之间的负相关($D = 2.3 - 0.73b$)。

一般而言，b 值对接近于 1 的标准值的偏离并不大。然而，通过发生在同一断层上的小地震的 b 值的大小分布，外推大地震的大小却明显地偏低（Schwartz 和 Coppersmith，1984；Davison 和 Scholz，1985）。这导致了对大地震和小地震具有不同的定标关系的结论，即它们属于不同分维集合（Scholz 和 Aviles，1986）。也存在这样的证据，即震级小于等于 3 的地震，严重地偏离关系式（10.32），这意味着在小震一端同样也打破了自相似的关系（Aki，1987）。在第 11 章里我们将进一步讨论震源的定标关系。

Scholz 和 Aviles（1986）检验了在 $10^{-5}\sim10^{5}$ m 的整个带宽上的自然破裂和断层的分维几何，表明与地震过程有关。他们发现在整个带上其表面是分维的，但分维 D 为空间频率或波长的函数。既观测到了 D 的渐变，也观测到了它的突变，在某些带宽上，其表面平滑得足以成为欧几里德平面。从这些结果，Scholz 和 Aviles（1986）推断出如下结论：在断层上凹凸体分布服从反幂函数律；断层凹凸体与空间波长成比例。而在这些关系式中的常数依赖于 D，而且仅在有限的空间范围内有效。他们同时也证实，这些与破裂过程的简单物理模型联系起来的结果，提供了一个为解释各种各样的地震现象，由分维产生的、既有严格的几何形态又有断层特征的统一格式，尤其是在摩擦不稳定性、强地面运动的产生、以及地震定标关系方面。

没有给出比分辨大小地震更好的例子来说明分维问题。在圣安德烈斯断层系统所观测到波长约为 10～12 km 的分维发生突然改变，得出以下结论：比这个维数要大的地震不能期望具有较小地震的自相似性质。它们将属于不同的分维集合。这个维数把地震分成了两族：大地震，使整个地震层破裂；小地震，并非如此（Scholz 和 Aviles，1986）。因此，这种基于纯几何学划分的概念，与所观测结果一致，即大地震服从的定标律与小地震事件所遵循的定标律不同（Archuleta 等，1982；Scholz，1982；McGarr，1986；Shimazaki，1986）。

大地震与小地震各自的内部是自相似的，但这两个集合相互间并不相似。由此我们得出，大地震的大小分布与小地震的分布不相接，这就是 Scholz 和 Aviles（1986）叫作“分维裂缝”的情况。这些结果的意义在于，分维函数是与地震破裂过程有关的在整个带宽上的断层与破裂成像的精确表达，这一点必须纳入地震现象的任一模型之中。特别是，任何一个物理模型都必须包括体现在几何学方面的定标关系与自相似特性。

第十一章　地震频谱与震源参数

时间域内的波形模拟需要相当复杂的技术，还不能做到常规应用。另一方面，地震记录或时间序列经傅氏变换变为频率域，虽未改变记录内容，却提供了所需要的振幅谱和相位谱。事实上，一般仅用振幅谱来确定震源参数，但这种方法在某程度上限制了以谱求取更大量的信息。

谱分析已成为用于小震研究的一种标准方法。把震源谱理论应用于由采矿所诱发的地震事件的早期尝试（Smith 等，1974；Spottiswoode 和 McGarr，1975；Gibowicz 等，1977；Hinzen，1982），结果表明以圆位错（Brune，1970，1971；Madariaga，1976）或矩形断层（Haskell，1964；Savage，1972）形式的简单震源模型，可成功地用于矿山地震震源谱解释和震源参数的测定。

以运动学或准动力位错模型为基础的绝大多数震源理论，预测远场位移谱在低频部分将保持不变，而在较高频部分与频率的某一幂次方成反比（Aki，1967；Brune，1970；Randall，1973；Madariaga，1976）。因此，有三个独立参数给出远场位移谱：低频幅值、由低频和高频渐近线相交的拐角频率以及控制频谱高频衰减的斜率。

本章详细叙述用于震源参数测定的最新方法和技术。需要考虑一些初始参数或输入参数，这些参数几乎都在频率域内，也有一些其他参数是在时间域内的。从这些输入参数中可计算出 20 个以上的震源参数。描述震源强度的最重要的参数是地震矩或矩震级。在未引入谱分析时，是根据尾波持续时间或根据最大振幅，确定另一种震级标度来作为震源强度的常规评估。我们还研

究了地震能量和辐射效率的测定。有几个参数描述震源尺度，并采用四种独立方法计算地震事件发生期间的应力释放。

§11.1 谱与时间域参数

用于震源参数测定的地震事件，最好选取由三分向传感器所记录的事件。首先必须测定震源区和每个地震传感器所处的岩石平均密度、P 波和 S 波波速。对于矿山的地下台网，常把在震源区和传感器附近这些数值近似为相同的，尤其是对近距离传播。一般为地震定位程序提供 P 波速度，然后是 S 波速，如果没有可用的 S 波速，则可用人们能接受的泊松比标准值加以计算。

所选取的地震事件已经定位，那么就可容易地计算出每个台站的震源距、以北为基准的震中方位角以及垂直向上的入射角。使用该方位角和入射角的值，可将传统的三分向地震图的 N、E、Z，转换为局部射线坐标系，它在 P 波方向上具有一个径向矢量和 SV、SH 方向的两个切向矢量（Plesinger 等，1986）。以上所推荐的向量转换，可降低地震脉冲和地震谱的数量，即对单个地震台处理量从 6 个（在三分向上的每一个 P 波和 S 波），降为 3 个（一个 P 波分量和 SV、SH 两个分量）。

如果在深井矿中随意地找一斜井安装三分向传感器，除非每一分量的倾角和方位角是确定的，否则对震源和某一特定分量间的角度不可能进行简单几何计算。一种更为简单的方法是，根据记录在相互垂直但在空间上是任意定位的三分量直达 P 波脉冲进行偏振分析。可采用偏振分析的若干种技术，包括在时间域和频率域的算法，根据对 P 波质点运动方位角和入射角加以定位（Montalbett 和 Kanasewich，1970；Vidale，1986，Park 等，1987）。

由矿山地下台网提供的原始地震图，既有地面加速度、也有地面速度的记录。通常，加速度计用于小尺度台网，常布设在覆

盖矿区中令人感兴趣的特定的高频小震区。而地面速度传感器则广泛地用于覆盖大范围地区，甚至是整个矿区的大台网中。用于地面加速度记录的数字积分滤波可提供相应的速度波形分量，同样对地面速度记录的连续数字积分，则提供位移波形，提取震源参数均需要这两种类型的地震图。

地震矩和地震能量的确定，需要 P 波和 S 波的辐射系数。在震源尺度的计算中要考虑断层面法线与波的传播方向之间的出射角。对给定事件，该数值可通过对每一个台站的断层解计算得出，这无疑是合适的。如果震源机制没有确定，一般采用平均辐射系数。

在具有实际意义的几乎所有情况下，谱分析是在有限的信号部分进行的。有限部分谱是原始能量信号谱的平滑结果，但有限谱与原始谱并不一样。如果能量信号 $g(t)$ 在给定区间$(-T/2, T/2)$里的部分信号为 $g_T(T)$,且 T 足够小,那么它们彼此甚至可能完全不像。为了尽可能地减小两个谱之间的偏差,引入锥度 $u(t)$,它在区间$(-T/2, T/2)$之外为零，那么所选取的信号部分可表示为下式（Mesko，1984）：

$$g_T(t) = g(t)u(t) \tag{11.1}$$

式中，$|t| > T/2$ 时，$u(t) = 0$。它的

$$G_T(f) = G(f) * U(f) \tag{11.2}$$

该函数与谱可由褶积联系起来。

锥度 $u(t)$ 以这样的方式进行选择，即使谱函数 $G_T(f)$ 和 $G(f)$ 在某种意义上相互靠近。如果 $U(f)$ 在 $f = 0$ 附近收敛，那么由 $G(f)$ 与 $u(f)$ 褶积引起的平滑效应就变得更小。位于频谱窗中心的凸出部分称为主瓣，面位于两侧的次值部分称为边瓣。因此。为使平滑效应极小化，我们使主瓣在 $f = 0$ 附近收敛，并保持使边瓣的振幅尽可能的小。这类最常用的锥度是 Hanning 和 Hamming 锥度。Hanning 锥度定义如下（Meskó，1984）

$$u(t)=\begin{cases}\frac{1}{2}\cos\frac{2\pi t}{T} & 当\ |t|\leqslant\frac{T}{2}\\ 0 & 当\ |t|>\frac{T}{2}\end{cases} \tag{11.3}$$

它的傅氏变换为：

$$U(f)=\frac{T}{2}\mathrm{sinc}(fT)+\frac{T}{4}[\mathrm{sinc}(fT+1)+\mathrm{sinc}(fT-1)] \tag{11.4}$$

这里，正弦基数为 $\mathrm{sinc}x=(\sin\pi x)/(\pi x)$。Hamming 锥度则表示为：

$$u(t)=\begin{cases}0.54+0.46\cos\frac{2\pi t}{T} & 当\ |t|\leqslant\frac{T}{2}\\ 0 & 当\ |t|>\frac{T}{2}\end{cases} \tag{11.5}$$

其傅氏变换为：

$$U(f)=0.54T\mathrm{sinc}(fT)+0.23T[\mathrm{sinc}(fT+1)+\mathrm{sinc}(fT-1)] \tag{11.6}$$

对 Hanning 窗系数作某些修正，意味着使 Hamming 锥度最大边瓣的振幅下降，约只有 Hanning 锥度的 30%。另一些常用的锥形是三角形锥度、高斯锥度以及指数锥度［详见 Meskó (1984)］

采用交互式计算机图像系统，以使在不同的地震信道上，选择与迅速改变信号窗与噪声窗。在任何情况下，窗口都要选择包含径向分量上的 P 脉冲和横向分量上的初到 SV 和 SH 波。采用余弦锥度（或者 Hanning 锥度，或者 Hamming 锥度）对时间序列进行提取，然后用零来填补其余。现在，可用常规快速傅氏变换（FFT）来计算谱，并由记录系统的频率响应去除，用以修正仪器效应。

观测谱必须作沿地震波行进路径的衰减校正和散射效应校正。这些校正值对小震震源参数的适当再处理是极为重要的，即使很近距离记录的地震也是如此（Rovelli 等，1991）。由衰减系

数表征未经校正的谱，比通常大多数所观测值要高出二倍。与此对照，通过 f^{-2} 的衰减来描述矿山地震的校正谱(Gibowicz，1990a)。通常由沿着射线路径的平均品质因素 Q_c(P 波为 Q_α，S 波为 Q_β) 或衰减算子 t_c^*(详见第八章)(P 波为 t_α^*，S 波为 t_β^*)，可使体波衰减率参量化。为校正衰减，通常用指数项 $\exp(\omega R/2cQ_c)$ 或 $\exp(\omega t_c^*/2)$ 来乘以谱，其中 R 是震源与接收点间的距离，c 是 P 波或者 S 波波速。当已知 Q_c，即使是近似值，就可直接进行校正。否则，如果不知道 Q_c，就要采用第八章中所介绍的方法和技术来计算。

采用各种方法精确、客观地解释地震谱，以便可靠地计算震源参数。最简单最常用的是用低频谱幅值 Ω_0 和拐角频率 f_0 所描述的谱模型，该频谱模型假定以频率的二次幂下降（Aki，1967；Brune，1970，1971）。对于许多谱，不能从两条渐近线的交点准确地测定拐角效率 f_0（Brune 等，1979，Snoke 等 1983）。为此，采用 Snoke（1987）提出的方法，用一个能可靠测定的参数，来代替作为由谱观测到的 f_0，这种方法比常用方法更完善。地面速度的平方的积分 J，就是这样一个可观测的量，正好可由 P 波或 S 波的能通量直接测定。平面波的能通量是密度、波速和地面速度平方的积分的乘积（Bullen 和 Bolt，1985）。

如果地震仪频谱带宽的界限为 f_1 和 f_2，则 J 的积分由下式给出（Snoke，1987）：

$$J = 2\int_0^\infty |V(\omega)|^2 \mathrm{d}f = 2\int_0^\infty |\omega U(\omega)|^2 \mathrm{d}f$$

$$= \frac{2}{3}[\Omega_0\omega_1]^2 f_1 + 2\int_{f_1}^{f_2} |\omega U(\omega)|^2 \mathrm{d}f + 2|\omega_2 U(\omega_2)|^2 f_2 \tag{11.7}$$

式中 $V(\omega)$ 和 $U(\omega)$ 分别是频率域内的远场地面速度和位移。假定等式左边的第一项和第三项是当 $f < f_1$ 时，常量谱振幅为 Ω_0；当 $f > f_2$ 时，以 f^{-2} 下降所计算出的校正项。数字积分值受由窗

长倒数所限制的接近零频的分辨率和由 Nyquist 频率（采样频率的一半）截断的影响。当拐角频率不在所选择的频带的中间时，带宽限制对震源参数估算的影响是很大的（Di Bona 和 Rovelli，1988）。

在 Brune 的震源模型中（Brune，1970）远场位移的脉冲形态由下式给出（Snoke，1987）

$$u(t) = \Omega_0 \frac{t}{\tau^2} H(t) \exp(-t/\tau) \tag{11.8}$$

式中 τ 是脉冲上升时间，$H(t)$ 是 Heaviside 函数。对该脉冲在频率域内的位移振幅表示为：

$$|U(\omega)| = \frac{\Omega_0}{1 + (\omega/\omega_0)^2} \tag{11.9}$$

式中 $\omega_0 = \frac{1}{\tau}$ 是拐角圆频率。该频谱的（11.7）式积分可写为

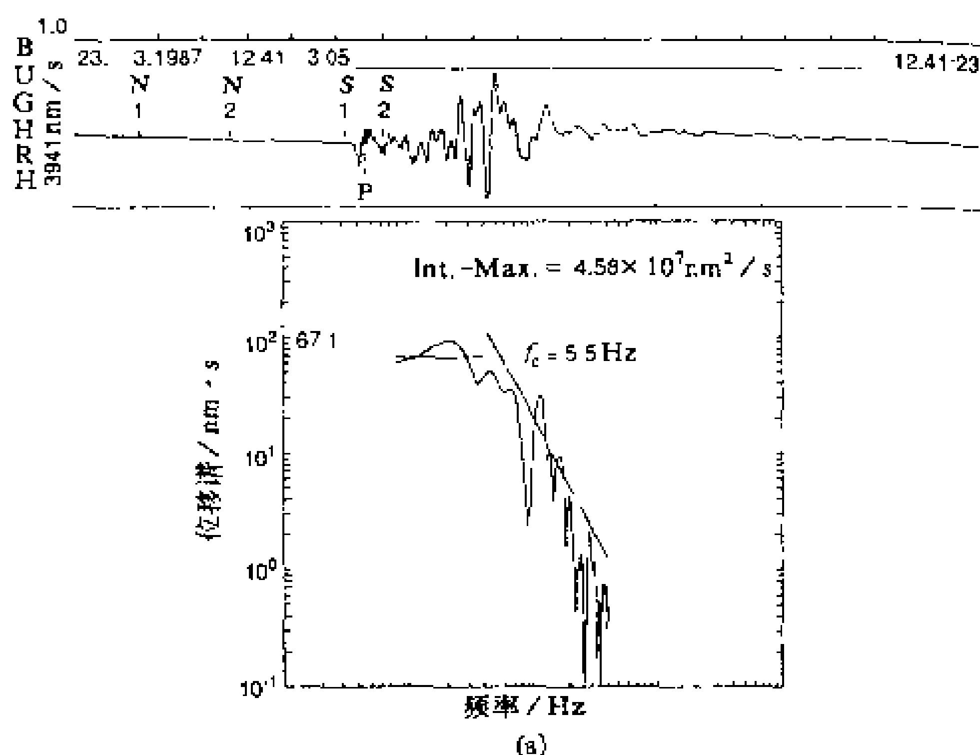
$$J = \frac{1}{4} \Omega_0^2 (2\pi f_0)^3 \tag{11.10}$$

因此，可从低频幅值 Ω_0 和积分值 J 计算得到了拐角频率 f_0（Snoke，1987）

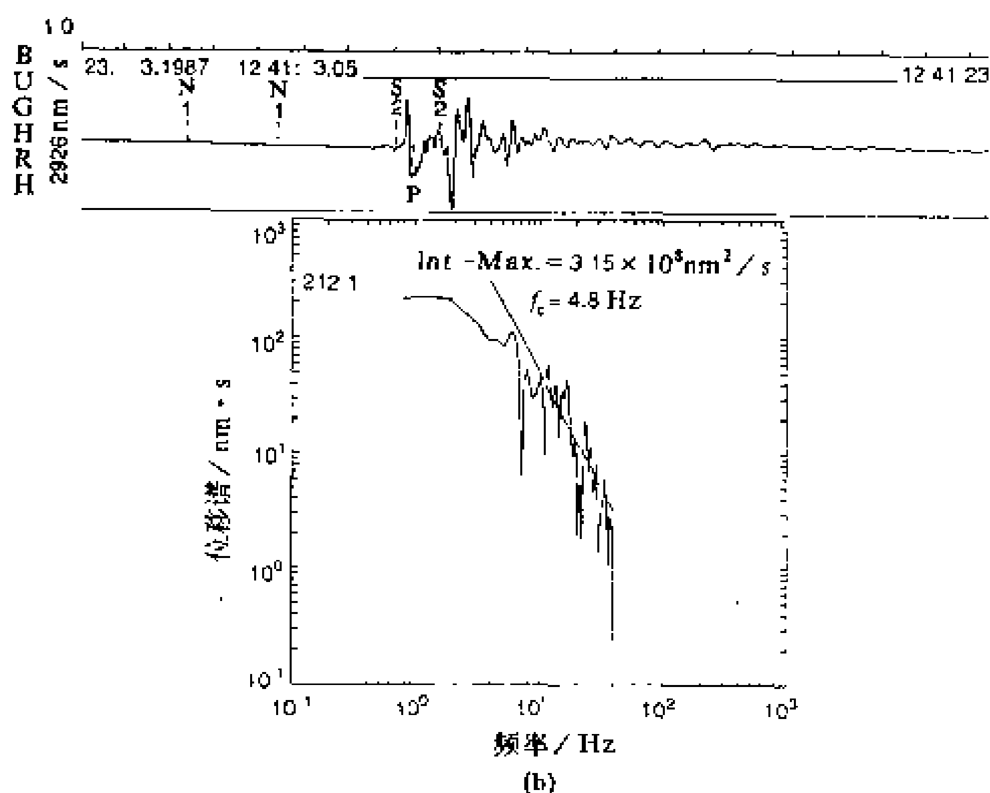
$$f_0 = \left(\frac{J}{2\pi^3 \Omega_0^2} \right)^{1/3} \tag{11.11}$$

通过用一反复迭代的计算机程序，由屏幕图像来检查估算谱幅值 Ω_0，在该迭代程序中，也完成了 J 与 f_0 的计算，并由两条直线来自动近似表示该谱。

这样一种方法成功地用于德国 Ruhr basin 矿小震的震源参数估算（Gibowicz 等，1990）以及加拿大 Manitoba 花岗岩竖井挖掘所诱发的极小地震事件，其矩震级约小于 -2 级（Gibowicz 等，1991）。应该注意，从地下记录所计算的拐角频率比地面记录所计算的更为合理（Malin 等，1988）。图 11.1 表示的是 Heinrich Robert 煤矿 1987 年 3 月 23 日地震的记录图，震源距约为 5km，给出 P 波（A），SH（B）位移谱以及由两条直线对其



(a)



(b)

图 11.1 德国 Heinrich Robert 煤矿记录到 1987 年 3 月 23 日矩震级 $M = 1.9$、震中距约为 5 km 的事件，给出 P 波（a）和 SH 波（b）的位移谱及其由它们的两条直线逼近。在每个谱的上面，由在经向与横向分量记录上的垂直虚线表示所选择的信号窗与噪声窗，这里也标出 1 s 的刻度

所作的近似谱。该地震的特点在于矩震级为$M=1.9$，P波和SH波的拐角频率分别为5.5 Hz和4.8 Hz。在0.8 Hz以上仪器频响是平坦的，Nyquist频率为50 Hz。另一个例子为1988年4月23日发生的地震，记录器放在Manitoba的“地下研究实验室”内，震源距为79 m，矩震级$M=-1.9$，给出加速度波形（a）及相应的P波（b）和S波（c）位移谱，如图11.2所示。P波和S波的拐角频率分别为1780Hz和1240Hz。仪器频响的下限频率为0.5 kHz，直到5 kHz以上是平坦的。Nyquist频率为20 kHz。

Andrews（1986）提出了另一组谱参数。如Snoke（1987）做的那样，他采用积分J，但不用Ω_0，他的第二个参数是位移平方的累积值K，K由Snoke（1987）给出形式如下：

$$K=2\int_0^{\infty}|U(\omega)|^2\mathrm{d}f$$

$$=2|U(\omega_1)|^2f_1+2\int_{f_1}^{f_2}|U(\omega)|^2\mathrm{d}f+\frac{2}{3}|U(\omega_2)|^2f_2 \tag{11.12}$$

式中$U(\omega_1)$被用于下限校正项，因为在参数化中是一个不可观测值。对于Brune谱，积分K为

$$K=\frac{1}{4}\Omega_0^2(2\pi f_0) \tag{11.13}$$

低频幅值与积分J和K有关，由（11.10）和（11.13）式，得（Andrews，1986）

$$\Omega_0=2\left(\frac{K^3}{J}\right)^{1/4} \tag{11.14}$$

同样，在该参数化中，Brune谱的拐角频率由下式给出：

$$f_0=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{J}{K}\right)^{1/2} \tag{11.15}$$

Snoke（1987）从大量试验中发现，关系式（11.11）中所估算的拐角频率f_0与观测者从一个地震中可简单获得的拐角频率

是一致的，尽管 Ω_0 和 f_0 值通常由观测所获取。进一步说，合成谱的实验表明，就频谱下降率的变化而言，根据(Ω_0,J)参量化所作

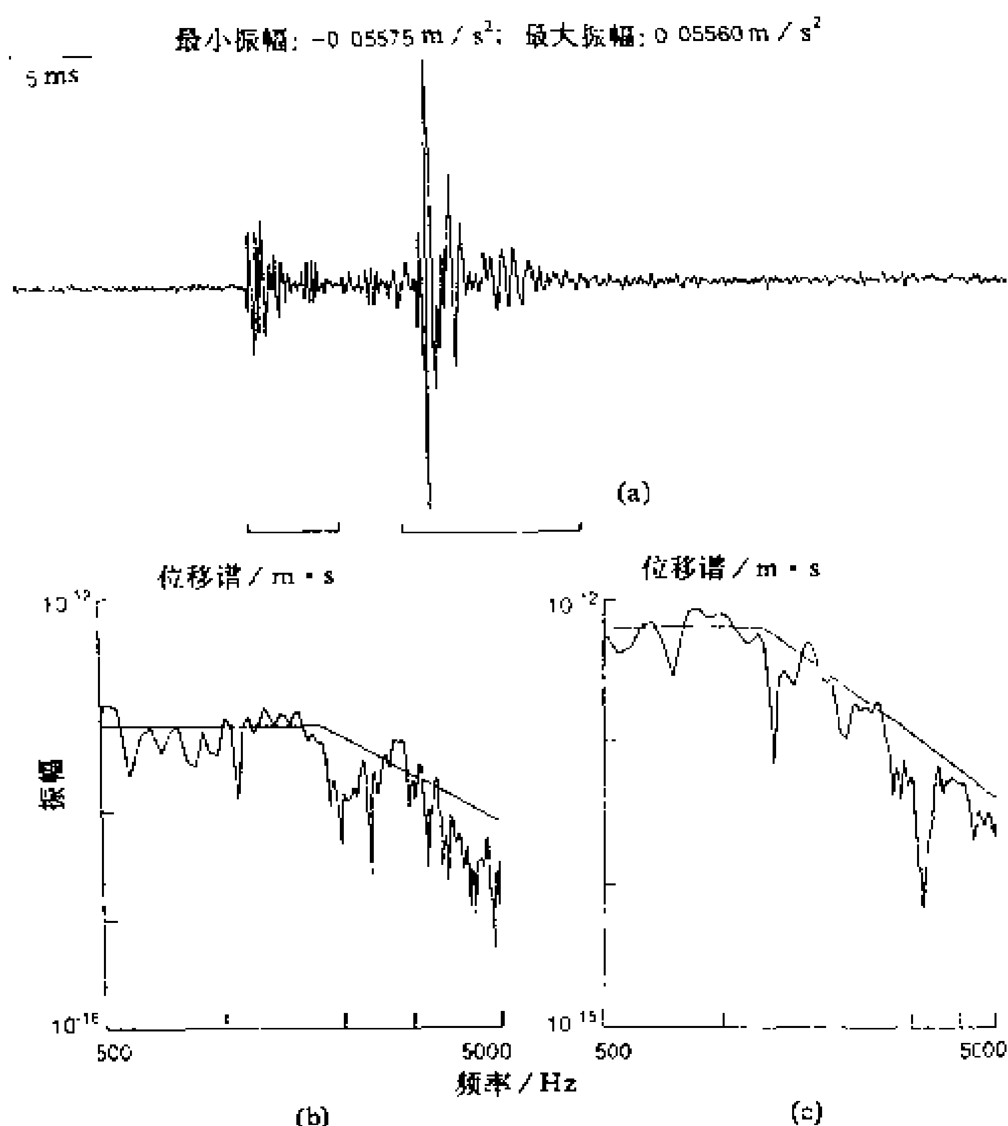


图 11.2 加拿大 Manitoba 地下研究实验室所记录到的 1988 年 5 月 23 日矩震级 $M = -1.9$（距离为 79 m）的加速度波形（a）及其相应的 P 波（b）S 波（c）的位移谱。时间刻度为毫秒，振幅变化以 m/s² 为单位，它们表示在图的上方。分析波形谱的时间窗选取，分别由 P 波和 S 波波形下面的横线表示

的 f_0 计算，比根据(K, J) 参量化所作的低频幅值 Ω_0 和拐角频率 f_0 的计算更为稳定。

因此，从频谱中可直接计算出两组独立的参数 Ω_0 和 J，或 J 和 K；进而可自动算出 f_0，或者 Ω_0 和 f_0。在另一种情况下，为进一步计算震源参数，我们在频率域内输入 P 波、SV 波和 SH 波的 Ω_0、J、f_0 参数。习惯上，对于一个给定台站的记录，S 波的低频幅值 Ω_0 是可从 SV、SH 分量的合成向量计算得到，S 波的 J 积分是 SV 和 SH 波的求和，而 S 波的拐角频率是 SV 和 SH 波的平均值。预计 P 波拐角频率比 S 波的大；它们的比值大于 1，为震源的固有特性（Hanks，1981）。但也可能出现这样的情况，当观测点位于断层面法线，与地震波离源方向之间的角度比较低时，其比值恰好小于 1（Gibowicz 等，1990）。因此，当断层平面解不合理时，该比值可作为该角度大小的一个指示器。

如果原始记录是加速度图形式，则可计算更多的谱参数。如最大频率 f_{max}，也被称为"截止频率"或"上限频率"，当大于该频率时，所观测到的 S 波的加速度谱随着频率的增加而急剧下降。频率有时也定义为更一般的形式，即对应于半功率水平频率，$P(f) = |F(f)|^2/\Delta t$，式中 $F(f)$ 是傅氏谱，Δt 是时间窗的长度。实际上，为测定频率 f_{max}，既可采用该定义，亦可应用更宽松的方法。在这种情况下，可通过 Q 对应于从位移谱中求出的 M_0 和 f_0 值的两条直线来近似作为 S 波加速度谱，而 f_{max} 可通过观察显示屏而估算。我们所接受的 f_{max} 值是从 SV 和 SH 波求解出的计算值的平均值。它的物理意义将在后面叙述。

震源参数一般由一个事件的每一道记录求得，然后再求平均。Andrews（1986）提出了一个更好的方法，即从记录谱反过来求各个台站与事件的谱，然而该方法没有考虑震源方向性影响。假定每个记录谱是一个台站反应谱和一个事件谱的积，则有

$$S_{i(k)}(f)E_{j(k)}(f) = R_k(f) \tag{11.16}$$

式中 $R_k(f)$ 是第 k 个记录作了几何扩散和衰减校正的地震谱，

$S_i(f)$ 是台站 i 的脉冲响应谱，$E_j(f)$ 是事件 j 的震源谱，$i(k)$ 是 k 记录的台站序号，$j(k)$ 是 k 记录的事件序号。(11.16) 式实质上是 Mueller(1985) 方法的引伸，要用到一组资料的所有记录，这里 Mueller 采用把小地震事件记录作为脉冲响应，通过求得频率域中的商，对大地震事件记录进行反褶积。

为了进行反褶积，由 I 个台站和 J 个事件作 K 个记录，(11.16) 式描述了对每一频带求解 $I+J$ 个未知数的 K 个方程的方程组。存在一个不能确定的自由度：即假如用一任意频率函数乘以所有台站谱，并且所有事件谱用同样的函数去除，其拟合度不应改变。我们规定任意一个台站谱等于该函数，这个自由度就可固定 (Andrews，1986)。通过取对数，使方程组线性化：

$$\lg S_{i(k)} + \lg E_{j(k)} = \lg R_k \tag{11.17}$$

由于 (11.17) 方程组将分别被用于每一频带，故式中的频率问题就隐含其中了。具有 K 行和 $I+J$ 列的矩阵，其每行仅有 2 个非零元素。该矩阵可由奇异值分解方法来求解 (Lawsom 和 Hanson，1974)。

采用地震谱可对品质因子 Q 和谱参数进行联合反演。然而，Q 值的初始计算，需要由 4 个参数对具有单个拐角频率的位移谱进行一般的近似 (Boatwrtght，1978)，即

$$\lg U(f) = \lg \Omega_0 - 0.43\pi(t/Q)f - \frac{1}{2}\lg\left[1 + (f/f_0)^{2\gamma}\right] \tag{11.18}$$

式中 γ 是谱的高频衰减，t 是走时。将式(11.18) 在尝试估计值 $x^* = (\Omega_0^*, f_0^*, r^*, Q^*)$ 附近作泰勒级数展开，则可由谱资料通过迭代线性反演，计算出参数 Ω_0, f_0, r 和 Q。详见 Del Peggo 等 (1987)。然而，一般来讲，同时反演 f_0, γ 和 Q 是不可能的，这是因为 Q 和 γ 之间严重地纠缠在一起，这也可从有限频带数据看出来 (Boatwright，1978；Del Pezzo 等，1987)。为了减少这种纠缠不清，同时为约束衰减，Q 被设定为一系列不同于其他估算

的值，从而在对每个地震的分析中进行一系列的反演。已证明该方法的稳定性和收敛性很好。

Fehler 和 Phillips（1991）采用了一种修正的方法，他们将其用于在花岗岩中水压致裂所诱发的微震的 Q 值和谱参数的联合反演，假设 $\gamma = 2$，它们同时拟合许多谱，用来确定每一个地震事件的 Ω_0 和 f_0，以及所有震源-接收路径上与频率无关的一个 Q 值。他们还发现，在一组地震的应力降的变化中引入某些约束，有助于改善 Q，f_0 和 Ω_0 的计算。Scherbaum（1990）采用微震谱，提出了用于三维 Q 结构和震源参数联合反演的一种更为复杂的方法，Scherbaum 和 Wyss（1990）采用该方法，以 P 波谱研究了夏威夷 Kaoiki 震源体中衰减的空间分布。假定震源谱带有高频衰减；视局部场地效应为单层滤波响应，并考虑沿射线路程的全程衰减，这样所构成的模型谱与所观测的谱进行互相拟合。随后，沿每条路径，取各个 Q 值作为非线性迭代反演震源参数和新 Q 值的初始值。接着，该新 Q 值被用于重建下一个 Q 值模型，即再次作为下一个非线性反演的起始值，这是一个重复的过程，直到表明没有更好的改进结果为止。

在时间域内，测定一些初始参数，作为谱参数的一种补充，用于计算某些震源参数。Boatwright（1980）指出，地面速度波形的 S 波初至脉冲的斜率 $\dot{u}(t)/t$，与动力应力降成正比。该斜率值是 SV 波和 SH 波值的和，即 $\dot{u}/t = [(\dot{u}/t)^2_{SV} + (\dot{u}/t)^2_{SH}]^{1/2}$。采用 Choy 和 Boatwright（1988）引入的校正方法，可对速度波形的初始斜率进行衰减修正。通过对一组具有一简单速度脉冲波形的 Futterman（1962）衰减算子进行褶积（第八章中介绍的），可从理论上计算出修正值。图 11.3（Choy 和 Boatwright，1988）表明，所测定的初始斜率随比值 $t^*/\tau_{1/2}$ 曲线在下降，其比值是测定脉冲宽度的衰减算子。为了校正所测定的地面速度斜率，必须充分测定初始脉冲宽度，计算比值 $t^*/\tau_{1/2}$，并由衰减引起的下降去除以测定的斜率，可参阅图 11.3。

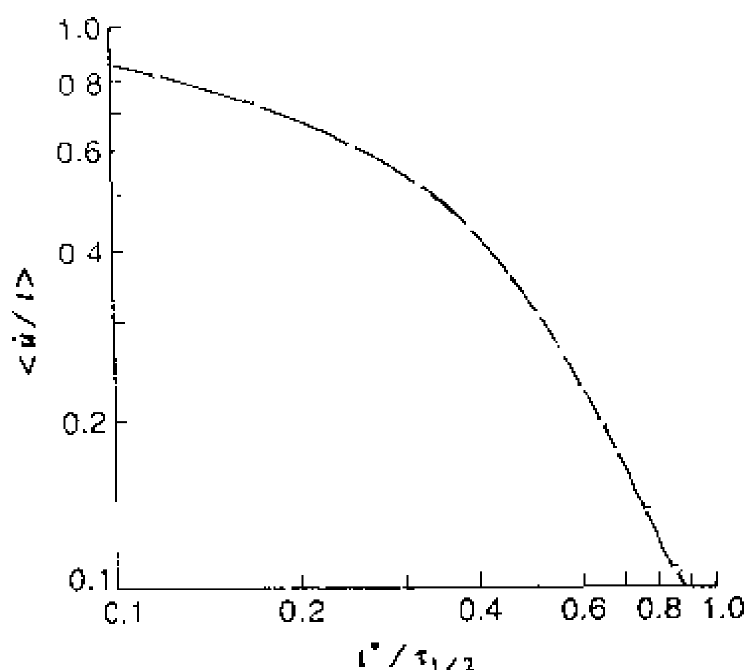


图 11.3　所测定的速度波形初始斜度的下降，是衰减算子与测定脉宽比值 $t^*/\tau_{1/2}$ 的函数（Choy 和 Boatwright，1988，图 1.4）

地面速度波形的脉冲宽度或脉冲时间，对应于有关的破裂位相（Boatwright，1984a），为位移的上升时间。脉冲宽度通过减去 t^* 进行衰减（Boatwright，1984b），其最终值是 SV 和 SH 波的平均值。位移脉冲的上升时间，可独立计算震源尺寸（Boatwright，1980）。

在剪切波的持续时间内求平均，或者说，实际上是在断裂持续时间内求平均的均方根加速度 a_{rms}^{β}，是动力学应力降的一个重要标志（Hanks 和 McGuire，1981）。在一个等于拐角频率倒数的时间窗内，对初始 S 波测定均方根加速度 a_{rms}^{β} 的最终值是 SV 和 SH 波矢量和。P 波的均方根加速度 a_{rms}^{α} 也可用相似的方法来测定，尽管比起来它不算是一个重要的参数。S 波与 P 波的均方根加速度比，定义为平均 S 波与 P 波辐射花样之比，换句话说，它是破裂速度变化的函数（Boatwrigbt，1982）。

通常，用震级来作为地震强度的近似的常规度量，为此在时间域内引入两个以上有关震级的参数（见§11.3节叙述）。震级可根据所记录的地面运动的最大振幅或是所记录的持续时间求得。在包括两个水平方向上的S波群的时间窗内可找到S波最大振幅 A_{max}，且从这两个分向可计算其最大振幅值 $A_{max} = (A_{SV}^2 + A_{SH}^2)^{1/2}$。而记录的持续时间将采用三分量的平均值。从初到P波开始起，直到任意选取的确定的振幅水平来测定其持续时间；合适的振幅水平选取具有一定的经验性，可通过计算两个前后紧邻的移动窗口的振幅比来自动选取。把P波走时（从源点到接收点）加到从记录上求得的该值上，可获得记录持续时间的最后结果，因而用于震级计算的辐射地震波的持续时间被定义为从发震时刻到所记录的振动结果这一段时间。

§11.2 地震矩

地震矩 M_0 与矩张量有区别(在第九章中介绍)，被称为"标量矩"，是根据双力偶剪位错震源模型参数所定义的地震强度的一种量度。这是是可靠作为地震事件强度的有效量度。M_0 可由下式表示（Aki 和 Richards，1980）

$$M_0 = \mu \bar{u} A \tag{11.19}$$

式中 μ 为震源的剪切模量，$\bar{u}$ 为横跨断层的平均位错，A 为断层面积。有时，也利用关系式（11.19）用野外资料来计算地震矩，横跨断层的平均位错可通过测量得到，面震源面积可从余震分布或从矿区地下破坏分布来确定。事实上，计算地震矩最常用的方法是根据时间域或频率域内地震记录来计算。对于小地震事件，如矿山地震，地震矩的可靠测定常采用谱参数 Ω_0。

P波或S波的远震位移谱的低频幅值 Ω_0 与地震矩的直接关系为：

$$M_0 = \frac{4\pi\rho_0 c_0^3 R\Omega_0}{F_c R_c S_c} \tag{11.20}$$

式中 ρ_0 为震源介质密度，c_0 为震源处P波或S波波速，R 为震源和接收点间的距离，F_c 记为P波或S波的辐射系数，R_c 记为P波或S波振幅的自由表面放大系数，S_c 是P波或S波的场地校正。如果震源机制未测定，那么在整个震源球上的辐射系数的均方根平均值可取 $F_\alpha = 0.52$、$R_\beta = 0.63$ 用于地震矩计算（Boore 和 Boatwright，1984）。对 SH 波可用一个 2 倍的系数来表示自由表面影响，面对于 SV 波和 P 波则是入射角和频率的函数，要分别对此加以规定。对于拾震器位于地下矿井，特别是那些位于井孔中的拾震器，其自由表面影响可忽略（即假设为 1）。虽然在震源研究中，近地表反应是一个重要的因素，但与自由表面类似，通常也可忽略场地较正。在 § 11.1 节中描述的 Andrews（1986）方法可用于求解场地响应谱和计算的场地校正。

由傅氏变换理论可得出：低频幅值 Ω_0 等于时间域内位移脉冲的时间积分，这一事实为在特定单元内计算 Ω_0 的可靠性提供了合理的检验。位移脉冲的持续时间与面积，在时间域内是两个互相的独立的参数，可将它们与频率域内的拐角频率和低频谱幅值相比较（Rovelli 等，1991）。这里涉及一个重要的实际问题，即时间域内信号振幅与谱振幅间的关系问题。对时间域振幅和谱振幅之间关系，一般的方法是假定（Houston 和 Kanamori，1986）

$$U(\omega_0) \propto A(t) C_D^m \tag{11.21}$$

式中 $A(t)$ 是时间域内的最大振幅，$U(\omega_0)$ 是由 $A(t)$ 测定或定义的角频率为 ω_0 的谱振幅，C_D 为信号持续时间某种量度，当时间域振幅和谱振幅两者有效时，可经验地估算出指数 m，该值通常在 0～1 之间。

§11.3 震　　级

由于地震矩可定量地表示通常被认可的震源模型的一个参数，因此，地震矩从根本上优于任何震级标度。在实际处理地震记录中，M_0 需要较大的程序量来确定地震强度，特别是在实时处理或在定位时，用 M_0 来确定地震强度有一定难度，为此，人们提出了一系列震级标度。其大多数是根据在特定的有限频带宽度上的振幅来定义的。因此，被定义的定量震级为在一固定频带上的能量辐射。由于辐射地震能量的频率分布随地震大小而变（Aki，1967），震级标度受其固有属性的制约，如不同震级标度的饱和和偏差（Hanks 和 Kanamori，1979）。因此，尽管 M_0 具有根本的固有的优越性，但震级仍是地震强度的普遍量度。

对于小震事件，人们常用里克特（1935）所引入的近震震级 M_L 表示。该地震震级标度被定义为以 mm 为单位测定的最大振幅的对数（A_0 为距震中 100 km 距离上的标准伍德－安德森地震仪的记录图量取数值）。假定两个给定距离上的最大振幅比与方位无关，而且对所研究的所有地震都相同，通过这一假定所取得的经验函数将各个距离的观测振幅折算到 100 km 标准距离上的所期望的振幅值。

$$M_L = \lg A(\Delta) - \lg A_0(\Delta) \tag{11.22}$$

式中 A 是距离为 Δ 上所记录的最大振幅。该震级标度也用于确定波兰（Gibowicz，1963）和南非（Spottiswoode 和 McGarr，1975）的矿山地震。

之后，由古登堡和里克特（1956）给出经验函数实现了从体波和面波观测值进行独立的震级计算。在远震中，最初定义 M_S 为具有 20 s 周期面波震级，而具有 1 s 周期的体波震级为 m_b，已经发现这些震级标度与波频率有强函数关系。事实上在大震中，M_S 往往会形成一个上限。而由 Kanamori 根据地震矩 M_0 对大震所定

义的矩震级 M_W 提供了一个更为均一的震级标度。

近几年,矩震级 M(用于大震时为 M_W) 代替了地震矩本身,频繁地被用于地震强度的测定。为方便计, Hanks 和 Kanamori (1979) 将其定义作了简化改为以下形式:

$$M = \frac{2}{3}\lg M_0 - 6.0 \tag{11.23}$$

式中 M_0 单位为 N·m(牛顿·米)。在此,M_0 与 M 两者为等秩(egual rank)的强度参数。式(11.23)是简化的定义,与其他震级标度一样,对应于观测或多或少总有一常数项,其优点为在 M_0 标度中是均一的 (Hanks 和 Boore, 1984)。

经验地求解地震矩-震级关系总把 $\lg M_0$ 与震级间写成一个线性关系:

$$\lg M_0 = aM_m + b \tag{11.24}$$

式中 M_m 一般可为任何震级,a,b 为常数。关系式(11.24)必须规定 M_0 的使用范围,这是因为它的大小依赖于震源激发频率特征,并且在任何时域内由振幅确定震级又受有限记录频带宽度的影响,在这种情况下,当 M_0 发生有足够大变化时, 该关系式不总是成立的 (Hanks 和 Boore, 1984)。

为了对给定的矿山引入经常使用的震级标度, 必须对照矿山地震强度 (地震矩或矩震级)、震源距和场地效应, 要标定时域输入参数——最大振幅 A_{max} 与记录持续时间。对一给定矿区,我们需要从矿山地震表示式中选取一组地震矩的值。

根据在台站 j 记录的最大振幅 A_{max},给出地震事件的近震震级, 确定为:

$$M_A = \lg A_{max}^j + B\lg R^j + C + D^j \tag{11.25}$$

式中 B,C,D^j 常数。常数 B 记为沿震源一接收点距离,R 为 S 波几何扩散和衰减,其值在 $1 \sim 1.5$ 之间,常数 C 为对应于矩震级 M 的调整振幅水平的"校正"值。常数 C 记为每一接收点的场地效应。为计算(11.25)中的常数,从一组具有震级 M^i 的第 i 个地震事

件，使 M_A 与 M 相等，可得到如下方程组

$$M^i = \lg A^{ij}_{max} + B\lg R^{ij} + C + D^j \quad (11.26)$$

可由最小二乘回归分析来求解（Draper 和 Smith，1981）。

与振幅震级相区别，常用根据记录持续时间计算的尾波持续震级 M_D。M_D 震级规定为：

$$M_D^i = B\lg \tau^{ij} + CR^{ij} + D + E^j \quad (11.27)$$

式中 τ^{ij} 为一给定系统的尾波包络振幅衰减到特定的截断位置的时间，它相当于下降时的持续时间，即为记录持续时间加上 P 波走时；B 为接近于 2 的常数；C 为接近零的常数；D 为对应于矩震级 M 水平的“校正”常数；E^j 为场地效应的常数。在方程(11.27) 中由 M 代替 M_D，由所得到的线性方程组计算这些常数。

§11.4　地震能量

地震辐射能量表示为一个地震辐射出来的总弹性能量。虽然地震矩对一地震总体强度来说，是最适当的描述，但与其相比，地震能量能更好地描述地震对人造结构（建筑等）的破坏的潜在影响（Boatwright 和 Choy，1986）。在矿区，地震能量常用作地震事件强度的一种量度，至少在波兰矿区已被普遍应用。在早期仅有模拟记录时，地震体波辐射能量的计算采用一种简单的方法。通常从峰值运动、卓越周期，以及体波到达的持续时间计算能通量。然后考虑震级与地震能量间的联系，通常是将震级与能量的对数间当作线性关系。同样的方法也被用于由开采所诱发的地震事件的研究中（Gibowicz，1963）。

70 年代，常从测定地震矩、拐角频率、谱衰减来计算辐射能量（Hanks 和 Wyss，1972；Randall，1973；Gibowicz 等，1977），然而该方法有很大的不确定性。另一方面，由于特定波形在特定方向上所辐射的能通量，依赖于过震源破裂增长的几何

形态或定向性，所以，由直接测定体波来估算地震辐射能量，表明这种方法要完善能量的计算（Snoke 等，1983；Boatwright 和 Choy，1986），要在震源球上采集足够的辐射地震波（Boatwright 和 Fletcher，1984）。

忽略定向性，Boatwright 和 Fletcher（1984）推导出 P 波或 S 波的辐射能量与 P 波或 S 波到达的能通量之间的如下关系：

$$E_c = 4\pi\rho_0 c_0 \langle F_c \rangle^2 \left(\frac{R}{F_c R_c} \right)^2 J_c \qquad (11.28)$$

式中 $\langle F_P \rangle^2 = 4/15$、$\langle F_S \rangle^2 = 2/5$，为均方辐射花样系数（Aki 和 Richards，1980）。在能通量的计算中，通常也考虑了衰减与散射作用的能量损耗。在式（11.28）中有两个关键性的误差源：震源机制与方向效应。辐射花样系数的小误差，特别当该系数很小时，可导致地震能量计算的较大误差。降低这些影响的常用方法是，对辐射花样采用下限，或叫作“水平线”。实际震源也显示出极大的方向性。

Ben - Menahem（1961）引入了方向函数 $[1 - \Delta V_r(\cos\psi)/c]^{-1}$，这里 ΔV_r 为破裂速度的平均变化，ψ 为地震射线的离源方向与破裂传播方向的夹角。若角度 ψ 很小，那么所记录的地面运动的振幅就显著增加，该效应即称作方向性，虽然 Boatwright 和 Boore（1982）已证明高频时会出现较大的方向效应，但还缺乏有关这些效应更多的实验证据。把方向效应与造成地面运动振幅较大变化的其他因素中分离的困难，也部分地解释了这一情况。此外，小 ψ 值时的方向效应很大，而小的 ψ 值一般只是在断层很小部分破裂时能观测到（Joyner，1991）。

为使有关这些效应的误差最小，在作辐射花样校正之前，已作了衰减与散射校正，我们必须对能通量的计算采用算术平均（Boatwright 和 Fletcher，1984）。因此忽略自由面效应后，最后的地震能量为：

$$E_c = 4\pi\rho_0 c_0 \langle F_c \rangle^2 \frac{\sum\limits_n J_{c_n} R_n^2}{\sum\limits_n F_{c_n}^2} \tag{11.29}$$

式中求和，表示在 n 个台站上对能通量进行测量。因子 $\Sigma F_{c_n}^2 / 4\pi \langle F_{c_n} \rangle^2$ 为对应于离源角分布的数据进行采样的辐射花样系数。若震源机制未知，则该因子变为测定值除以 4π，该方法适于震源球的均匀采样。当震源球不进行密集采样，仅有少许离源角时，必须在两个求和中加以适当权重，即对公式（11.29）作以校正（Boatwright 和 Fletcher，1984）。

小的矿山地震的总能量 $E = E_P + E_S$ 值与地震矩相比往往表明，对一给定地震矩的地震，其能量可以高达 20 倍的变化（Gibowicz 等，1990）。S 波与 P 波的能量比，为矿区诱发地震事件的震源机制类型的一个重要标志。天然地震有一个明显的证据，即 P 波辐射能量为 S 波的一小部分，其 E_S/E_P 比值范围在 10～30 之间（Boatwright 和 Fletcher，1984，Boatwright 和 Quin，1986）。与此不同，我们发现在德国 Ruhr Basin 的小的矿山地震的 E_S/E_P 比值，从 1.5～30（图 11.4），有三分之二地震事件的比值是小于 10（Gibowicz 等，1990）。加拿大 Manitoba 地下研究实验室的报告中也有类似的结果，在那里可观测到花岗岩竖井挖掘时所引发的极小震事件（Gibowicz 等，1991）。经常发生于矿区的某些矿山地震，所观测到的 S 波能量损耗可解释为非双力偶震源机制、P 波辐射能量的增强，以及所表现出的拉张破坏或至少在拉张方向上的剪切破坏。

P 波与 S 波的辐射效率是另一个震源参数，它由 Boatwright 和 Quin（1986）所引入，其定义为：

$$\epsilon_c = \frac{\mu E_c}{\sigma_{rms} M_0} \tag{11.30}$$

式中 σ_{rms} 如 11.6 节所描述，是从均方根加速度所计算的动应力降，总辐射效率为每一波型的辐射效率之和，即 $\epsilon = \epsilon_P + \epsilon_S$，它

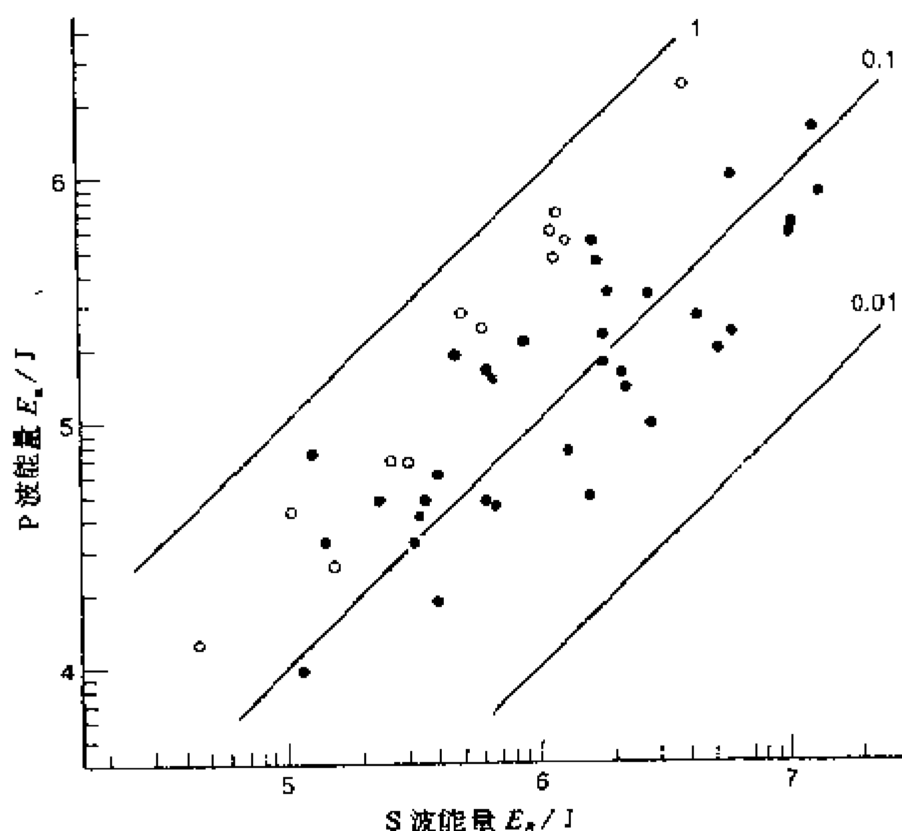


图 11.4　对于德国 Ruhr 盆地的小矿震，P 波能量 E_α 的对数与 S 波能量 E_β 的对数。比值 E_α/E_β 由直线表示（Gibowicz 等，1990，图 12）

在某种意义上，似乎依赖于平均破裂速度，即随速度增加而增加。因此，辐射效率成了一个容易计算的有意义的参数，可提供观察破裂过程或快或慢的能力，而该问题在研究由开采所诱发的地震中占主导地位。

矿山地震的地震效率 η，即地震能量 E 与破裂过程期间所释放的总能量 E_T 之比（$E = \eta E_T$）似乎很低。McGarr（1976）通过比较由矿井挖掘岩巷所释放的总能量，与在相同的时间区间里所观测的辐射能量，计算了南非某金矿中的地震效率，他发现其值约为 0.24%。在矿区，驱动破裂的高剪应力（在震源区 40～70MPa）与地震应力降之比，得到的地震效率值为 0.26%～

3.6%（McGarr 等，1979）。

在断裂期间所释放的应变能量，以热能、地震波在破碎过程所形成的微结构缺陷来耗散。新的断面是在地壳浅部中产生的主要缺陷。Olgaard 和 Brace（1983）为了确定产生新断面所占据的能量，研究了在南非矿区 2 km 深处因开采诱发的剪切破裂的断层泥。他们发现其表面能量可以在矿山地震期间释放总能量的 1%～10%间变化。因此，在断裂过程中，所释放的大部分能量转化为热能。

§11.5 震源尺度

由式（11.20）计算地震矩时与震源模型无关，而震源尺度的计算则主要依赖于模型。环形断层的半径 r_0 与 P 波或 S 波的拐角频率 f_c 成反比，即

$$r_0 = \frac{K_c \beta_0}{2\pi f_c} \tag{11.31}$$

式中 K_c 为依赖于震源模型的常数，β_0 为震源区的 S 波速。对于最简单的 Brume（1970，1971）震源模型，即具有瞬态应力释放的圆位错，常数 $K_S = 2.34$，仅考虑 S 波时，它与所观测的角度无关。对该模型已进行了数不清的研究，用以计算天然地震的震源大小。同样，在矿区地震活动性研究中，根据天然地震的研究结果，某些作者也采用 Brune 模型来计算震源大小。然而，在波兰矿区，人们发现无论是计算由岩爆引起的地下破坏的几何形态，还是它的大小，其半径均明显地小于 Brune 模型的预测结果（Gibowicz 等，1977；Gibowicz，1984；Gibowicz 等，1989）。最近也发现，在法国煤矿，由 Brune 模型提供的地震事件震源大小有不切实际的计算结果（Revalor 等，1990）。

在矿区地震活动性研究中提倡采用 Brune 模型的 McGarr（McGarr，1984，1991）认为，在由岩爆所引起的地下破坏的较

小尺度与由 Brune 模型所预测的较大震源尺度之间的差异，完全可以根据断裂模型的不均匀性来解释（McGarr，1981）。虽然位移发生在一个很宽阔的带上，但在震源区内，仅有局部区域经受真正的应力下降，那么地下破坏只与粗糙的破坏面积有关，而与整个震源区无关。

无论发生在大的矿山地震之后的真实情况如何，在加拿大 Manitoba 地下研究实验室花岗岩竖井所诱发的小地震事件情况并不支持 McGarr 的观点（Gibowicz 等，1991）。此时，单个地震的 P 波与 S 波拐角频率有很大的变化，这意味着它们依赖于观测的角度。拐角频率的倒数通常对应于时域里具有最大振幅的单个脉冲，意味着面积与真正应力降联系在一起。采用 Brune 模型从 S 波拐角频率的平均值所计算的震源半径，比之根据竖井几何形状以及竖井周围岩石破裂的直观观测的结果，要不符实际地偏大。

另一方面，Madariaga（1976）的环形断层准动力模型，提供了合理的结果，它与矿区中独立观测的结果非常一致（Gibowicz，1984；Gibowicz 等，1989；Gibowicz 等，1990）。Madariaga（1976）研究了具有固定破裂速度断裂的平面圆环模型。由于在断层上有效应力是明确的，故该模型是准动力的。系数为观测角 θ 的函数，即当观测数目有限时，必须考虑断层法向与 P 波和 S 波离源方向间的角度（Gibowicz 等，1990）。

图 11.5（Madariaga，1976）给出三个破裂速度值情况，系数随 K_c 方位角 θ 变化。对每个接收点，由断层平面解给出了两个 θ 角，对应于两个节平面。对于 P 波与 S 波两组 θ 角，采用在图 11.5 给出的图像关系，以关系式（11.31）可计算出震源半径 r_0 值。随后，我们可接受相对于平均值更小的散射值作为最可能的震源半径值，可以分别计算对应于同样节面的 P 波和 S 波的数值。因此，在合适的条件下，P 波与 S 波拐角频率可以从由标准震源机制所提供的两节面中，规定出一个断层面（Gibowicz 等，

1991)。若震源机制还没有确定，可通过采用由 Madariaga (1976) 提供的系数平均值 $K_P = 2.01$、$K_S = 1.32$ 和不同接收点的平均拐角频率 f_c 的平均值来计算震源半径。

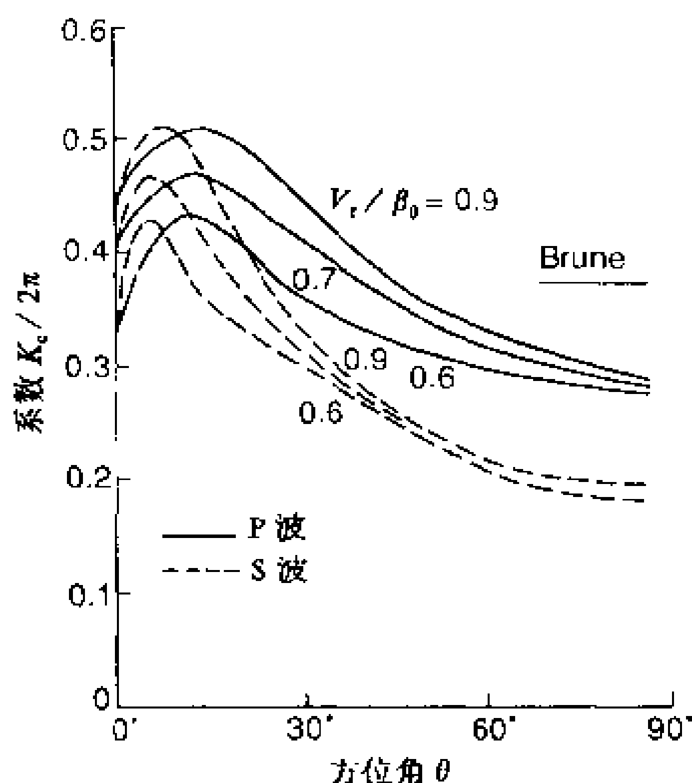


图 11.5 破裂速度 $V_r/\beta_0 = 0.6$、0.7、0.9 的情况下，P 波和 S 波的系数 $K_c/2\pi$ 随方位角 θ 的变化。图中也标出对应于 Brune 震源模型的常量值 $K_S = 2.34$（Madriaga, 1976, 图 10, 作修改）

通过一组 S 波脉冲持续时间的观测，提供了一种对震源半径值独立的检验。从一圆环破裂，预期出地面速度脉冲持续时间或位移的上升时间，为震源半径、破裂速度 V_r 以及角度 θ 的一个简单函数（Boatwright, 1980; 1984a）

$$\tau_r = \frac{(12 - 13\xi)}{16V_r} r_t \tag{11.32}$$

式中 $\xi = V_r \sin\theta / \beta_0$，震源半径记为 r_t，以区别以从拐角频率计算

的半径 r_0。当破裂复杂性增加时，从测定信号持续时间而确定的震源大小，与由谱测定结果之间的差异增加。

在震源尺度的计算中，通常假定破裂速度在 $0.6\beta_0$ 与 $0.9\beta_0$ 之间（Madariaga，1976）。另一方面，某些指标表明与具有相同震级的天然地震相比，矿山地震可能是更慢的地震事件（Gibowicz 等，1989）。由破裂前端的突然加速或减速引起的相对于平均破裂速度改变量 ΔV_r，可通过 S 波均方根加速度与 P 波均方根加速度之比进行监视。Boatwright（1982）已证明该比值可直接计算平均 S 波辐射花样系数与 P 波辐射花样系数之比，后者又是破裂速度变化的函数。

由两条渐近线所构成的近似的远场位移谱，对于简单地震事件通常是足够用的了，而对于复杂地震事件，即由若干个子事件组成的地震事件，可以在震源参数的计算中带来明显的不确定性。McGarr（1981）等描述了南非金矿中的简单地震事件与复杂地震事件的实例，Gibowicz 等（1989）描述了波兰铜矿中的一个复杂主地震事件。图 11.6 和 11.7（McGarr 等，1981）给出矿山地震的地面运动与位移谱的两个实例。图11.6表示南非矿区中 $M_L = 0.72$ 地震事件的简单地面运动与位移谱，而图 11.7 表示由至少三个子事件构成的 $M_L = 1.45$ 地震事件的复杂地面运动与谱。复杂事件的谱难于用在 Brune（1970）模型和 Madariaga（1976）模型的分析，其拐角频率并不像一个简单地震事件那样容易确定。

根据 Brune（1970）模型或不同于环形模型的断层几何形状，在某些谱上出现反比于频率的中频部分，表示地震事件期间偏应力降。对后一种情况，从谱中求得两个拐角频率 f_1 和 f_2，可用于评定一矩形断层模型（Haskell，1964；Savage，1972），该模型假设断层宽度为 W 发生瞬态滑动，且沿长度为 L 断层以一常破裂速度沿双向破裂。对于破裂速度 $V_r = 0.9\beta_0$，Haskell 模型给出了如下关系式

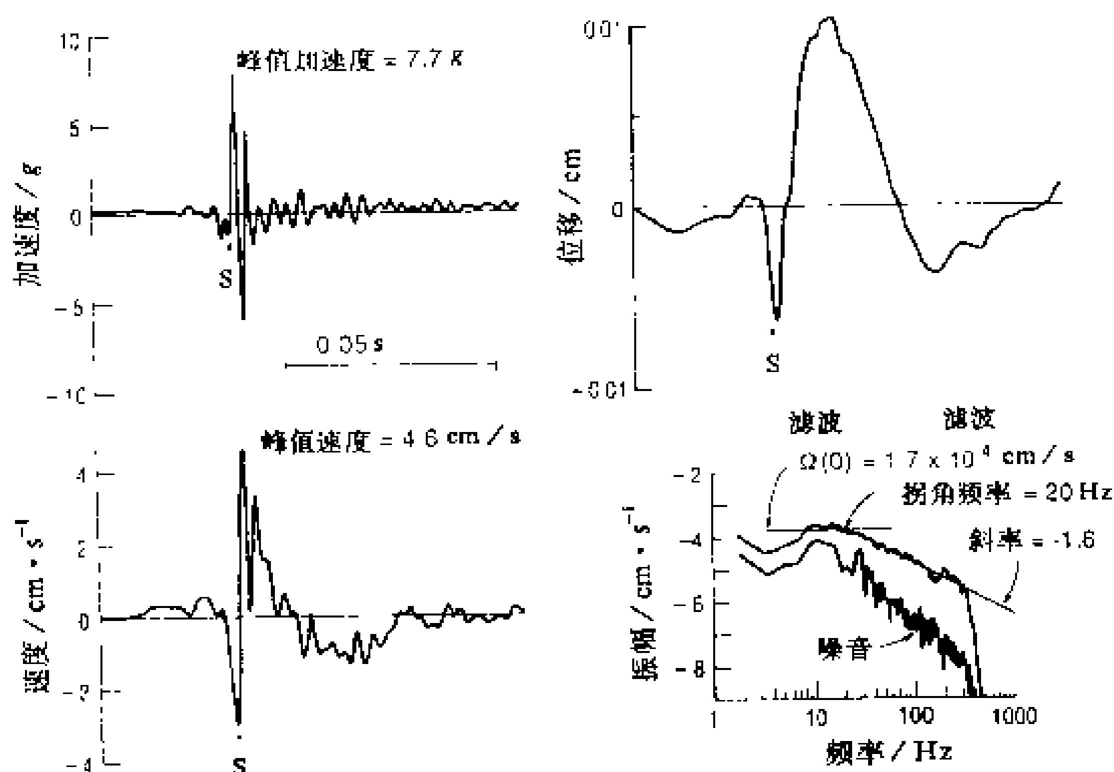


图 11.6 南非 East Rand Propety 矿区 1978 年 4 月 21 日 $M_L = 0.72$ 的事件的水平分量的简单地面运动及其位移谱（McGarr 等，1981，图 5）

$$L = 3.6\beta_0/2\pi f_1 \tag{11.33}$$

和

$$W = 4.1\beta_0/2\pi f_2 \tag{11.34}$$

这里，断层面 $A = LW$，近似地对应于 Brune 模型 r_0 的断层面 $A = \pi r_0^2$。

对于沿上地壳断层发生的长距离破裂的大的浅源地震，虽然拉张震源是可能的（Scholz，1982，1990），但对于大多数小地震，产生拉张断层的机制并不清楚（Brune 等，1986）。另一方面，似乎有可靠证据表明，对在波兰深矿中所产生的某些地震事件，拉张矩形断层是合理的震源模型（Gibowicz 等，1977；Gibowicz 和 Cichowicz，1986；Gibowicz 等，1989）。可以预料，对于产生这样的断层，开采掘进可产生合适的条件。

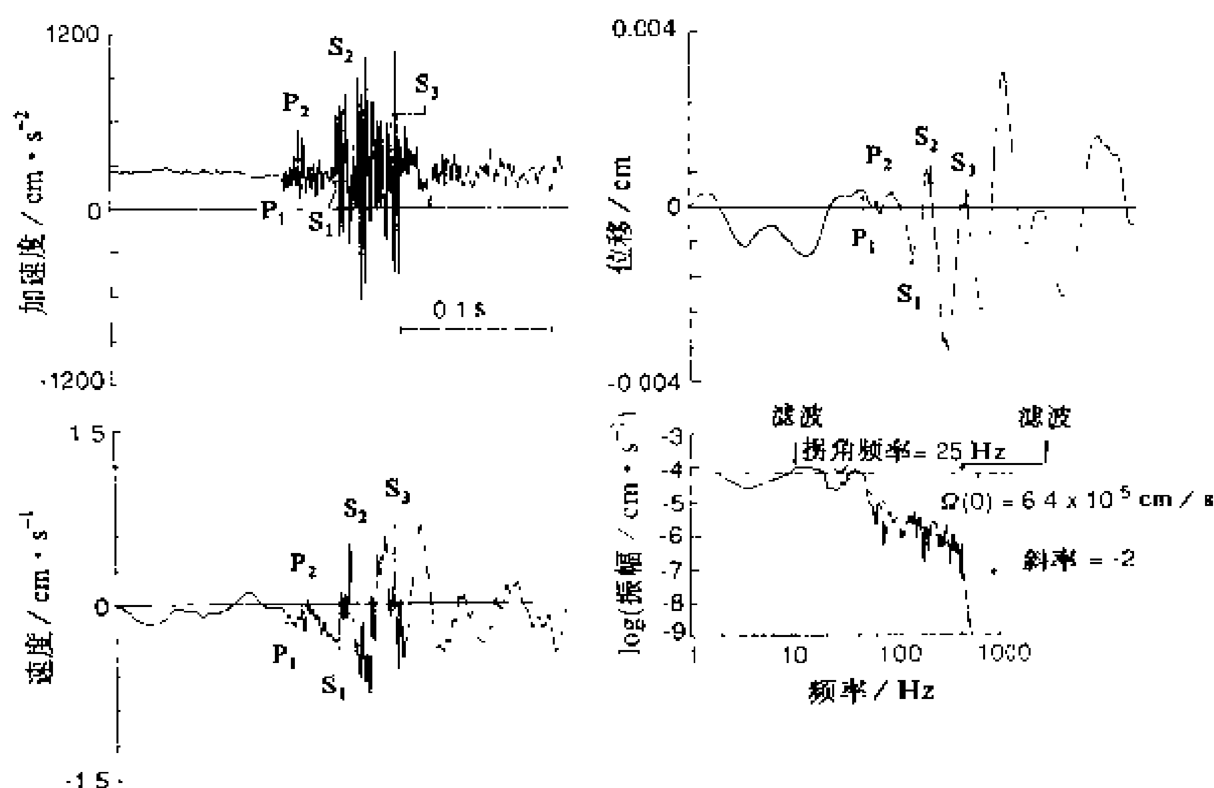


图 11.7　南非 East Rand Propriety 矿区 1978 年 4 月 21 日 $M_L = 1.45$ 事件的水平分量的复杂地面运动及其位移谱（McGarr 等，1981，图 6）

当应力在整个断层面上不均匀释放且耦合时，就可能发生偏应力降地震事件。复杂的断层几何形状，或者凹凸体或障碍物体模型上粗糙模型或障碍模型，这种复杂性就可能产生（Brune 等，1986）。图 11.8 给出了相应很小偏应力降 $\epsilon = 0.01$ 的位移谱（Brune，1976）。存在一宽频带，在该带上谱以 ω^{-1} 下降，具有相同地震矩的全应力降事件（$\epsilon = 1$），要有比较多的高频能量。

偏应力降模型为低应力降事件提供了一种解释。自最早期小地震谱分析以来，我们注意到除了具有 10MPa 量级的应力降地震事件外，还有许多地震事件其应力降低达 0.01MPa。加利福尼亚 Anza 数字台阵提供了相同地区记录到的高应力降事件与低应力降事件，有可供对比的新的高分辨率数据。图 11.9（Brune 等，1986）表现了在同一台站所记到的来自同一震群的

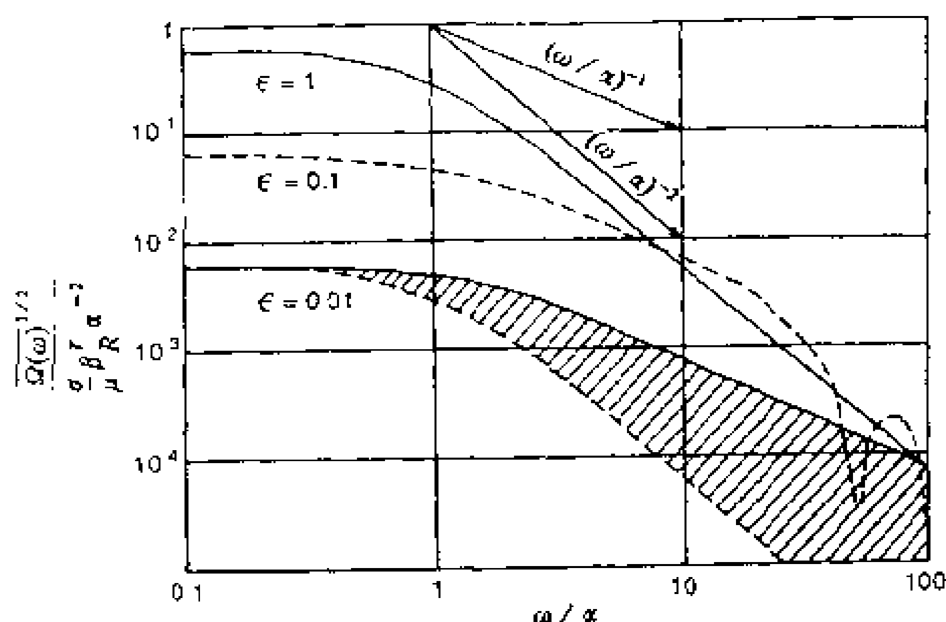


图 11.8　应力降效率 E 取不同值时的运动位移谱。交叉阴影区的谱对于区别偏应力降模型（$\epsilon<1$）和全应力释放模型（$\epsilon\approx1$）是很重要的（Brune，1976，图 4）

11.9MPa 高应力降事件与 0.02MPa 低应力降事件的剪切波谱。通常高应力降事件可由一个具有良好定义的拐角频率的简单脉冲和具有比较陡的高频衰减来表示，而许多低应力降事件无论在时域里或频域里都更为复杂。Brune 等（1986）推测，地震事件可被划分为偏应力降事件（$\Delta\sigma<10$MPa）、全应力降事件（$\Delta\sigma\cong10$MPa）以及“过应力降”事件（$\Delta\sigma>30$MPa），后者其应力降大于绝对有效应力（有效应力指可保持非常长时间的应力）。

§11.6　应力释放的估算

当前观测实践中，至少采用了四种不同的在地震期间的应力释放计算。最精确地表达应力变化之一的计算是静态应力降，它定义为在断层面上初始应力水平与最终应力水平之间的平均差。而从地震数据只能确定断层上的初始应力与运动摩擦水平之间的

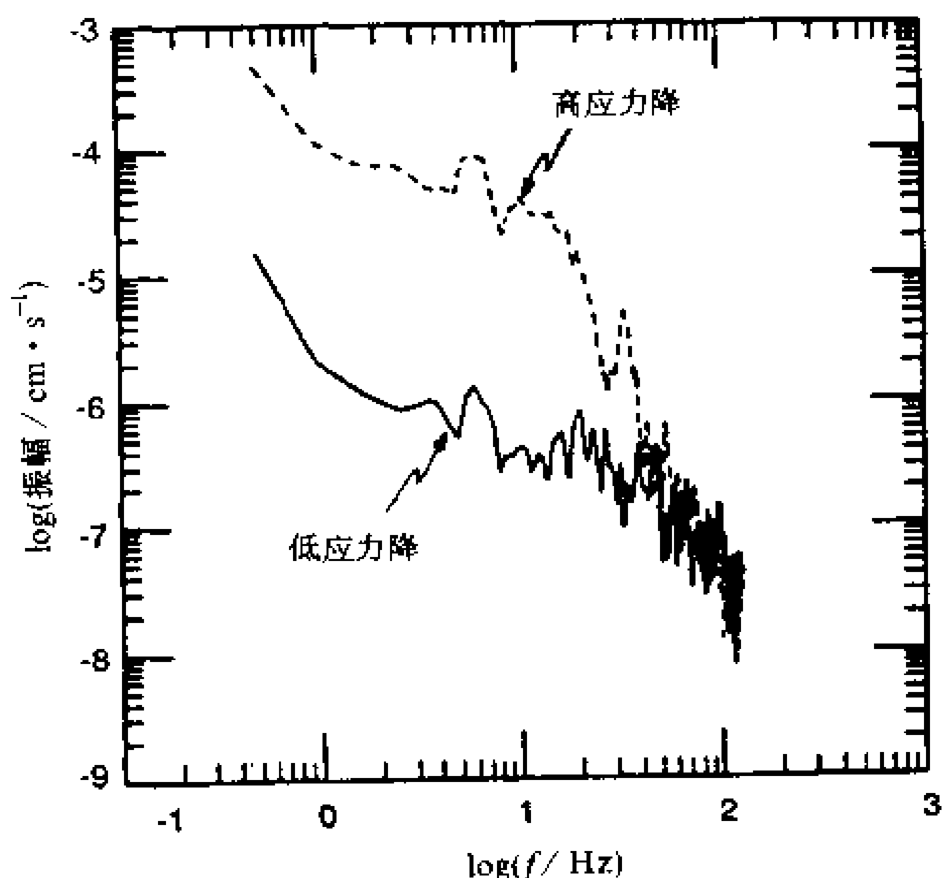


图 11.9　加利福尼亚 Anza 遥测数字台阵的 KNW 台所记录的 1983 年 5 月 27 日高应力降（$\Delta\sigma$ = 11.9MPa）事件的位移谱和 1984 年 7 月 20 日低应力降（$\Delta\sigma$ = 0.02MPa）事件的位移谱（Brune 等，1986，图 5）

差，即动态应力降（也叫作有效应力），以及基于辐射能量与地震矩定量化的视应力，后者作为应力释放的一种量度（Snoke 等，1983）。

当假设为全应力释放时，从关系式

$$\Delta\sigma = \frac{7}{16}\frac{M_0}{r_0^3} \tag{11.35}$$

可计算应力降（Brune，1970，1971），它表达了在剪应力作用下在整个环形断层上产生地震滑动的均匀衰减。该应力降可作为静态应力降的近似，常称作 Brune 应力降，即对 r_0 =

$2.34\beta_0/2\pi f_s$,有 $\Delta\sigma = \Delta\sigma_B$,它广泛地用于应力释放计算。虽然从事件到事件的应力降存在显著的变化,但对于大多数矿山地震,我们发现其范围在 0.01～10MPa 内，与天然地震的范围类似。在南非金矿震源区内应力状态的独立计算表明，应力降仅为产生断裂的总剪应力的一小部分（McGarr 等，1975，1979；Spottiswoode 和 McGarr，1975）。

视应力（Wyss 和 Brune，1968）为

$$\sigma_a = \frac{\mu E}{M_0} = \eta \bar{\sigma} \tag{11.36}$$

式中 μ 为震源介质的剪切模量,E 为辐射能量,η 为地震效率,$\bar{\sigma} = (\sigma_1 + \sigma_2)/2$ 为作用在断层上的平均剪应力,其中 σ_1 和 σ_2 分别为发生地震前后的应力水平。Madariaga（1976）证明，视应力正比于动态应力降，但并不表示实际的应力差。若 P 波对地震能量的贡献以及能通量对方位角依赖性忽略不计，则 Brune 应力降为视应力降的一个常数倍（Snoke，1987）。而对于某些矿山地震，P 波能量并不可忽略，视应力成了一个独立的参数（Gibowicz等，1990，1991）。

通过地面速度与地面加速度记录来计算动态应力降，其计算方法有二种。采用关系式

$$\sigma_d = \frac{(\rho_0 \rho \beta)^{1/2} \beta_0^{5/2}}{V_r^3} \frac{R}{F_S} (1 - \xi^2)^2 \left| \frac{\dot{u}}{t} \right| \tag{11.37}$$

从远场速度波形的初始 S 波斜度 $\dot{u}/t$ 可计算 Boatwright(1980, 1981) 的动态应力降 σ_d,式中 ρ_0、β_0 分别为震源的密度和剪切波速度,而 ρ 和 β 则对应于接收点的密度与剪切波速度,V_r 为破裂速度,R 为震源—接收点距离或几何扩散因子,在更一般的情况下还包括了自由表面的放大,F_S 为 S 波辐射花样,$\xi = V_r \sin\theta/\beta$,其中 θ 为断层法向与剪切波离源方向之间的角度,面 $\dot{u}/t$ 为两个水平分量的矢量和。动态应力降 σ_d 与视应力降为强相关（Boatwright，1982）。

通过剪切波的持续时间和平均的均方根加速度 a_{rms}^{S} 的测定，是动态应力降的第二种计算方法。将这些测定值加以改变，Hanks 和 McGuire（1981）提出关系式

$$\sigma_{rms} = \frac{2.7\rho_0 R}{0.85}\left(\frac{f_S}{f_{max}}\right)^{1/2} a_{rms}^{S} \tag{11.38}$$

式中 f_S 为剪切波拐角频率，f_{max} 为所记录的加速度的高频极限，因子0.85为自由表面的放大系数，0.6为均方根辐射花样，等于能量在两个水平分量上的分配。强地面运动研究的一个欣喜结果是，从一个台站到另一个台站的 a_{rms}^{S} 观测有明显的稳定性，从而导致了动态应力降计算的高度稳定性(Hanks，1984)。

若破裂过程是简单的，即以常破裂速度穿过整个破裂区，三种应力降的计算值($\Delta\sigma$，σ_d，σ_{rms}) 应近似相同。若破裂面的几何形状包括了凹凸体或障碍体，则三种计算就不一样，因为对于第一个子事件的应力释放 σ_d 最为灵敏，而 $\Delta\sigma$ 和 σ_{rms} 应力降则受断裂过程中所有子事件的应力释放影响（Boatwright，1984b）。对于震级大于4级的主震，考虑破裂过程的复杂性是至关重要的。因此，应用基于简单事件假定的关系式，可能会产生误入歧途的震源参数计算结果（Madariaga，1979；Rudnicki 和 Kanamori，1981；Boatwright，1984a，1984b)。没有一个简单方法去校正这一复杂性，作为第一步，可通过 Boatwright（1984a）提出的可能思路，将复杂程度加以定量化，Boatwright 通过信号持续时间、能通量、地震矩，完整波形与其相应的最显著的脉冲之比，来确定其波形的复杂性。

整个断层面上的平均位移 $\bar{u}$ 为重要的震源参数，通常用于震源特征量。整个环形断层的位移 $\bar{u}$ 可直接从(11.19) 计算，这里的震源面积为 $A = \pi r_0^2$，则有

$$\bar{u} = \frac{M_0}{\mu\pi r_0^2} \tag{11.39}$$

将地震矩或平均位移和断层尺度变换为应为降 $\Delta\sigma$，通常采用关系

式(Kanamori 和 Anderson,1975;Boore 和 Dunber,1977)

$$\Delta\sigma = C\mu(\bar{u}/l) \quad (11.40)$$

式中 l 是为断层尺度的量度,C 是与断层形状有关的数值因子。对简单几何形状,C 可以解析求解,反之则需数值求解(Boore 和 Dunbar,1977;Parsons 等,1988)。无限介质中,对于半径为 r_0 的环形断层,有

$$C = \frac{7\pi}{16} \quad (11.41)$$

$$l = r_0 \quad (11.42)$$

所得 C 和 l 用于式(11.35)、(11.39)中的值。对于无限介质中宽度为 W 的二维断层,沿长轴位移为(Knopoff,1958)

$$C = 4/\pi \quad (11.43)$$

$$l = W \quad (11.44)$$

对于靠近自由面的相同的两维断层,只有当破裂达到地面时,形状因子 C 才是合理的。此时,若

$$C = 2/\pi \quad (11.45)$$

才有因子 $l = W$(Kanamori 和 Anderson,1975)。

在埋入各向同性介质中处于不同深度并在均匀应力降情况下,对于矩形走滑断层、二维走滑断层以及倾滑断层,Parsons 等(1988)给出这些形状因子 C 的有限元数值结果。除一条二维断层的倾角 10°外,所有断层取向均为直立的。对矩形走滑断层,C 因子对 $L/W = 1$ 情况,范围从表面破裂的 0.24 到有限埋深的 2.55,对 $L/W = 2$ 情况,则从 1.26(表面破裂)到 1.51(有限埋深);对于 $L/W \to \infty$ 情况,则为 0.65 到 1.28。作为二维断层的情况,这里 L 和 W 分别为断层长度和宽度。垂直的深滑断层比走滑断层更硬,对于 $L/W \to \infty$,其 C 因子变化为 0.67(表面破裂)~1.70(有限埋深)。地面破裂倾角小的 C 因子显著下降,地面破裂倾角为 10° 的二维倾滑断层,C 因子等于 0.48。在矿山地震活动性研究中,不论何时考虑有关拉张震源的断层的形状因子 C,在计

算应力降中要取不同值，总是让人感兴趣的。

Boore 和 Joyner（1989）考虑了从观测地面运动确定应力参数的方向效应。他们计算了 45°倾角断层以一组破裂速度、在三个方向上破裂传播的方向效应，其离源角的范围用于在区域上和近距离上的模拟地面运动观测。他们的结果表明，地震应力参数依赖于所有观测点的方向性，而不必考虑导出这些参数的模型。不同波形或不同台站分布的观测，可导致应力参数的显著变化，即使实际的应力参数是常量，这种差异也可以很大，可达 2 倍以上。

§11.7 定标关系

可以证明，当远场位移谱低于拐角频率时，具有随频率变化而振幅不变的特征，而高于拐角频率时，则振幅随频率衰减。拐角周期，即拐角频率的倒数，正比于震源持续时间且与震源尺度有关。震源的定标关系描述的是随震源持续时间或震源尺度的增加，地震矩亦增加。对于一给定地震矩的事件，较小的震源尺度将得出较短的震源持续时间、较高的拐角频率，以及在高于拐角频率时的较大振幅。这也意味着应力降的增加。

对全球地震区的大地震研究发现，应力降大体上与地震矩无关（Kanamori 和 Anderson，1975），这意味着 M_0 正比于 r_0^3[式(11.35)]。无数研究证实，常应力降定标关系可运用于大震和中等地震，这已成为一种可接受的模型。最近有一些常应力降图像的报告，其中有意大利的小的火山地震事件（De Natale 等，1987）、Narwegian 海岸附近震级小到 2 级的余震（Chael 和 Kromer，1988）以及在加利福尼亚 Anza 所观测到的约小于 2 级的微震（Frankel 和 Wennerberg，1989）。常应力降模型表示的是一种不考虑震级标度的自相似破裂过程。

在波兰煤矿（Gibowicz 等，1977）以及在南非的金矿中

(Spottiswoode, 1984) 的某些地震事件发现有恒定不变的应力降。

与这些结果不同，在大震与小震破裂相似性方面已有愈来愈多的证据遭到严重破坏（Chouet 等，1978；Archuleta 等，1982；Haur 等，1984；Archuleta，1986；Fletcher 等，1986；Dysart 等，1988；Glassaoyer 和 Borcherdt，1990）。通常，对于报告中约小于 10^{13}N·m ($M < 3$) 的地震矩，随地震矩下降应力降显著下降。图 11.10 中（Fletcher 等，1986）表示加利福尼亚 Anza 宽频带台阵记录到的小地震的地震矩（单位是 dyn·cm；1N·m=

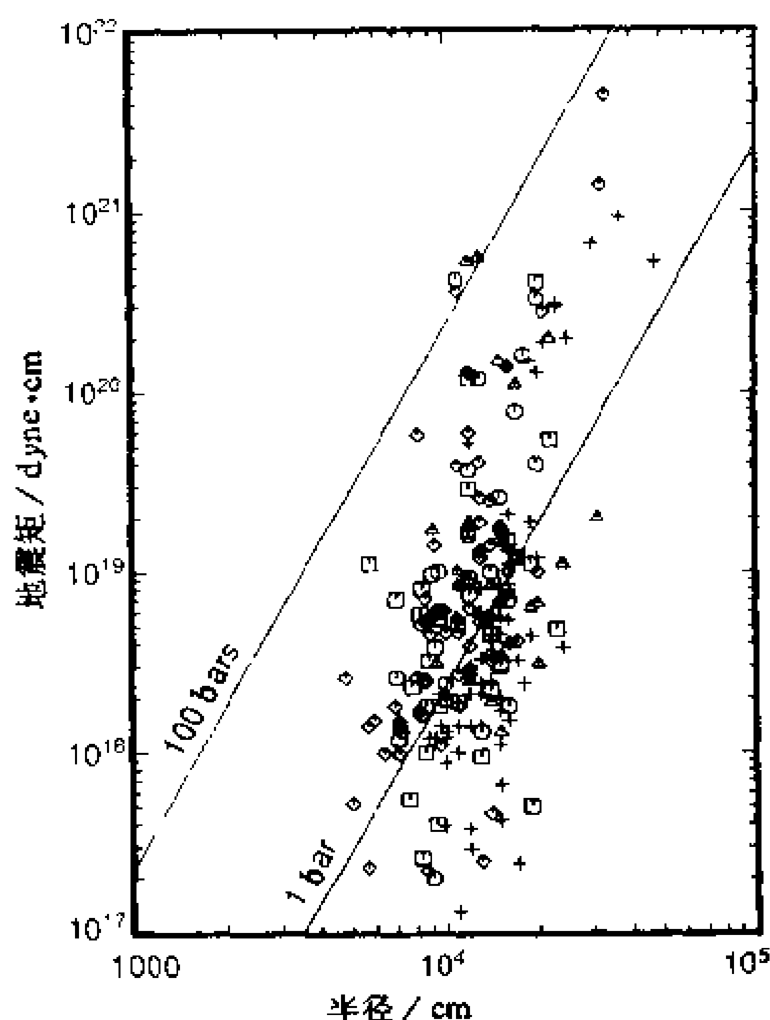


图 11.10 加利福尼亚 Anza 地震的地震矩随震源半径变化。由不同符号标志所给出资料(Fletcher 等,1986,图 1)

10^7dyn·cm)，它是震源半径的一个函数，该半径以常应力降等值线为界（单位是 bar；1MPa = 10bar）。在地震矩变化达 4 个量级情况下，这些事件的震源半径大致为常量。这种明显的不变性，导致了应力降对地震矩的强依赖性。这种相似性遭明显破坏的另一种体现是，根据相似关系的理论所预测的峰值加速度与地面速度的比例发生离散（McGarr，1986）。

来自矿山诱发地震的研究，似乎是小地震事件定标关系遭到破坏最有力的证据，它们依据地下地震台网记录的波形，它们不受自由表面效应的实际影响，同时其场地效应也没有预期的那么强烈。

应力降随地震矩下降而下降，已在波兰铜矿的地震矩为 10^{11} ～10^{13} N·m 的小的矿山地震中得到了确切的观测（Gibowicz，1985）。在南非，分别在 Western Deep Levels 金矿的地表、1768 m深处和 3048 m 深处记录到了 100 多个矿震（Bicknell 和 McGarr，1990）。我们发现，定标原理被破坏发生在震源为百米深的地下记录资料上，常体现在震源谱中。在同一矿井中在开采工作面前方 200 m 处安装了地震监侧系统，进行了微小矿山地震的震源参数的例行计算（Cichowicz 等，1990）。其地震矩范围为 10^4～10^7 N·m，S 波拐角频率范围是 200～2500Hz，应力降范围为 0.01～1.4MPa。对于地震矩小于约 5×10^5N·m 的地震事件，我们发现拐角频率与地震矩无关。

在德国的 Heinrich Robert 矿区，具有地震矩为 10^{11}～10^{12} N·m的小地震事件的定标关系，有证据表明应力降与地震矩有关（Gibowicz 等，1990）。图 11.11 给出这一证据，这里矩震级随震源半径变化。所观测的拐角频率范围为 4～14Hz。Aki（1984，1988）提出特征地震的概念，考虑沿断层凹凸体和障碍体作为其物理基础，该概念被采纳作为障碍体类型的特征矿震（Takeo，1983；Aki，1984），其中滑动变化超过 1 个数量级，而断层长度稳定。在 Heinrich Robert 矿区，特征断层长度约为 200 m，精确

地对应于该区矿井长壁的宽度。由此，似乎可以推测诱发地震事件的震源尺度，可能与开采作业的几何形状有关（Giboiwicz 等，1990）。

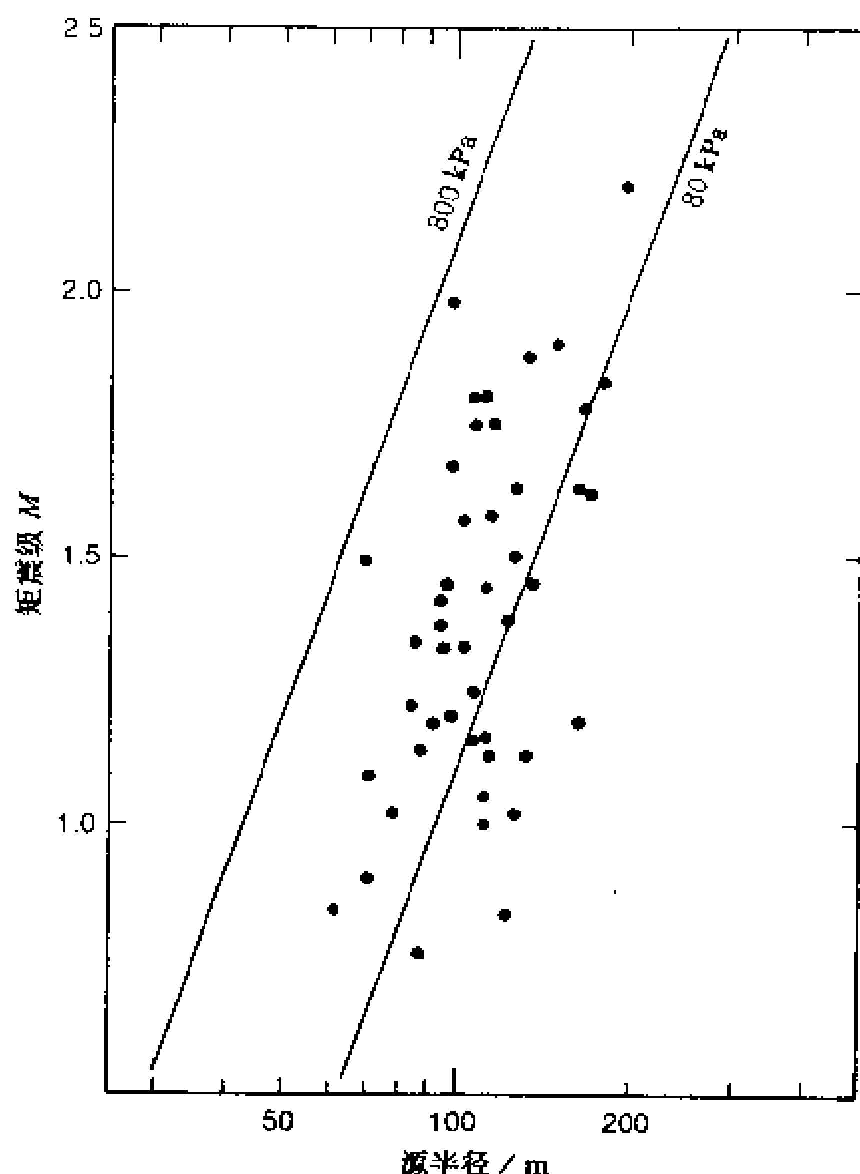


图 11.11　在德国 Heinrich Robert 煤矿，小地震事件矩震级随震源半径变化

（Gibowicz 等，1990，图 10，作修改）

小地震的非相似行为，作为震源效应得到了广泛的解释，既包括辐射频率的上限，既是特征断裂长度的表现，也包括了应力

对地震矩的依赖关系。也可由衰减效应或高频约束的任何过程来解释频谱定标关系的变化，而不用管它是由震源、传播路径、局部场地还是记录仪器引起的。有时候，人们能认识有限带宽影响（Hanks 和 McGuire，1981；Hanks，1982；Hanks 和 Boore，1984）。Boore（1986）指出，依赖于地震矩的高频衰减滤波，不考虑它的来源，会产生由自相似模型常规分析所预期的定标关系的明显变化。对辐射场中引起高频损失的成因的研究，重要的是需要记录一系列不同深度和各类场地的地震。在矿山地震活动性研究中进行这样的观测是可能的，正如 Hanks（1984）所提出的那样，此时，台站位于合适的深度，可消除自由表面和近自由表面效应对运动记录的强烈影响，从而消除由此导致的震源参数偏差。

小地震事件的非相似行为问题，与辐射剪切加速度场的高频带限，即 Hanks 称之为“F_{max}”的剪切加速度谱的上限频率的成因问题相一致且直接有关。图 11.12 给出带有这样约束的加速度谱的一个实例，为 1981 年加利福尼亚圣费尔南多 $M_L = 6.4$ 级地震，其中 f_{max} 约为 10Hz（Hanks，1982）。

f_{max} 的起源是有争议且有时是模糊的，因为它可归属于震源、路径、记录场地效应，或者是所有三者的混合。对于 f_{max} 作为震源特性（Papageorgiou 和 Aki，1983a，1983b，1985；Aki，1984，1987，1988；Archuleta，1986；Papageorgious，1988）可能表现为最小震源尺度的观点，存在激烈的争论。同样，对这一观点也存在某些理论上的合理性。假如该解释是正确的，由于没有发现地震矩具有更低的观测极限，那么对于最小震源半径的地震，则应力降将无约束地下降（Scholz，1990）。但是，由局部记录场地条件控制 f_{max} 的观点，同样也存在极大争议（Hanks，1982；Anderson 和 Hongh，1984；Cranswick 等，1985；Hauksson 等，1987；Frankel 和 Wennerberg，1989）。Hanks（1982）证明，在靠近地球表面处高频强裂衰减，因此，由地表仪器可探

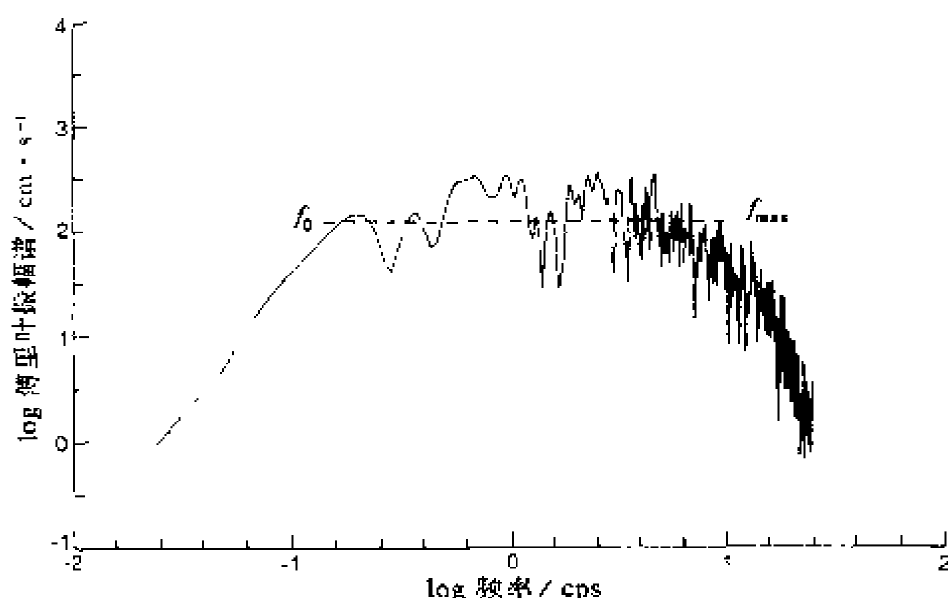


图 11.12 1971 年 2 月 9 日发生在 Pacoima Dam 大坝的 $M_L = 6.4$ 级地震，在加利福尼亚圣费尔南多的全记录加速度谱。图中标出所计算的频率 f_0、f_{max} 的位置（Hanks，1982，图 2）

测到地震波的最大频率 f_{max}。

Papageorgiou 和 Aki（1983a）根据在破裂端有一个扩展长度为 L 的内聚带对观测的 f_{max} 进行解释，该带相当于一个低通滤波器，其截止频率等于 $V_r/L(=f_{max})$，这里 V_r 是破裂前端的传播速度。大地震的频率 f_{max} 可由断层带的宽度来确定。大地震接近破裂端时的滑动，可将与断层带宽度相当的部分在整个距离上抹平，此时高频波则可被平滑掉（Aki，1987）。另一个非常有趣的观测结果是，大地震后震级约小于 3 级的小地震，其地震矩是独立的且近似为常数时候，该大地震的频率 f_{max} 大致与这些小震的拐角频率相同（Archuleta，1986；Aki，1987，1988）。断层带长度小于断层宽度的小地震，其拐角频率基本上受断层带宽度的控制。

地震的另一个基本定标关系，可表述为频度-地震矩分布。在任一地区，在一给定的时间周期之间，地震数 $N(M)$ 与矩震

级 M 服从关系式

$$N(M) = aM^{-b} \tag{11.46}$$

式中 a,b 对一给定的观测数据组是常量，虽然在空间和时间上它们通常是变化的。该关系式在过去称作古登堡－里克特关系，或 Ishimoto - Aida 关系。广泛存在各种现象都观测到此类分布，通常把这类分布叫作 Pareto 律。该类型的幂函数的大小分布，是典型的分数维集合，它意味着地震的自相似关系（Scholz, 1990）。

有证据表明，对于震级约小于 3 级的地震，明显地偏离式(11.46)，这也意味着在小震级末端自相似被打破。Aki（1987）研究了位于加利福尼亚 Newport - Inglewood 断层带一个钻孔台站所记录的 －1/3～4 级范围地震的频度-震级关系。他发现，从 $M>3$ 级地震数据外推的线性关系(对数标度)，对于 $M<3$ 级地震所观测的频度-震级关系有一明显的偏离。所观测的震级 $M\leqq 0.5$ 的地震数，小于从震级大于 3 的经验关系外推的频次值的 10 倍。Aki（1987）断定，对于震级约小于 3 的地震，所观测的频度-震级关系偏离其自相似性。该偏离与广泛地观测到的来自自相似性的地震矩－拐角频率关系的偏离一致。

第十二章　矿山地震安全性的统计评估：统计预报

虽然矿山地震的发生严格地说并非是随机过程，但矿山地震事件的统计分析方法为地震安全性评估提供了一个合理的依据。本章将讨论两种基本类型的统计方法。

第一种方法是地震安全性评估，理解为给定时间段内一定震级地震事件发生（在空间与时间上）的平均概率估计。在真实的开采条件下可采用不同的模型，但值得注意的是该方法仅适用于地震活动性表现为稳定和独立的情况（Lomnitz，1966）。除了这些限制之外，所定义的地震安全性概念有一些重要的进展，值得密切关注。在给定时间段里和在特定开采区内发生岩爆，可能提供了计算损失预测所需的信息。这样的评定通常是简洁明快的，且不必用更先进的计算技术。

第二种方法是安全性的连续评估，它将作为时间的函数或作为岩石掘进量的函数。为此目的，将采用一定的静态安全性评估的确定模型且将其应用于移动时间窗之中。因此，通过其参数随时间变化，使该过程与时间有关。我们把这样一种方法叫作随时间变化的安全性，或相应叫作统计预测。我们介绍两种模型，其一，基于地震辐射能与岩石掘进量之间在理论上相关（Kijko，1985）；其二，基于离开长壁一定距离上的地震数目与地震能量的经验关系（Kijko 和 Syrek，1988）。本章内容的选取反映了著者自己的兴趣，它远非包括在矿山地震活动性研究中所用的全部的统计方法。

§12.1 古登堡与里克特的频度-震级分布

许多观测表明，由开采诱发的地震事件与天然地震遵循同样的规则。在这两类地震活动性分析中，一个显著的地方属于由古登堡和里克特所引入的频度-震级关系（1944，1954），该关系已在第十一章中进行了描述［式（11.46）］，取其对数标度，表示如下：

$$\lg n = a - bm \tag{12.1}$$

式中 n 是震级为 m 的地震数目，a，b 为参数。若 n 为在一给定时间段内，震级大于或等于 m 的地震事件个数，那么式(12.1) 解释为累积关系式；而若 n 为震级值确定在 m 左右小区间内的地震数目，则式(12.1) 又可解释为地震密度定律。参数 a 为地震活动性水平的量度，而参数 b，通常接近于1，它描述了在一给定时间段里小震个数与大震个数的相对数。一旦式(12.1) 中的参数 a，b 得到确定，则开采中的实际关系就有章可循。例如，人们发现，在南非 East Rand 金矿区中的一个开采区，在 100 天的周期内，包括平均每天掘进约 20～30 cm 的近 300 m 的工作而区域上，其参数 a，b 分别为 2.19 和 0.63（McGarr，1984）。假如，取 $M_L = 2.0$ 为矿山地震可能引起破坏的最小震级，那么由古登堡-里克特关系式（12.1）得出，每 100 天里将发生 8 次或 9 次由开采作业引起的破坏作用。

大量的文献致力于频度-震级关系研究，结果均表明，在所有的时间和所有的地区，古登堡-里克特关系式适用于所有的震级范围（Rundle，1989），仅在某些特殊的情况下，才打破式(12.1) 的对数线性关系。对式（12.1）的争论一致地集中在，在高震级范围内不满足这个关系（Lomnitz，1974）。因此，在所有的公式中，表现为有过高地估计强事件发生的似然性的趋势(Lomnitz-Adler 和 Lomnitz，1979)。因此某些地震学家提出另

一个方法，或者引入最大震级 m_{max}（Cornell，1968），或者对关系式（12.1）进行一定修正（Merz 和 Cornell，1974）。依据 Aki（1987）的工作，其非线性关系也可用于非常小的地震事件。Taylor 等（1990）提出了一种频度-震级的非线性关系，它既可用于观测结果亦可用于震源效应。

对式（12.1）及其参数的物理意义研究，人们已作出了巨大的努力。Scholz（1968）的岩石形变实验表明，b 值的变化直接与应力条件有关，他发现参数 b 以一种特有的方式变化：随着应力的增加而下降。Scholz（1968）坚信在确定 b 值的大小方面，应力状态比之岩石不均匀扮演了更为主要的角色。从地震研究中也发现了类似的结果（Gibowicz，1973a，1973b），参数 b 也依赖于流变学和材料的结构，特别是依赖于缺陷的存在。因此，一般而言，可认为参数 b 是介质控制所累积的能量的释放能力。

新西兰地震序列期间（Gibowicz，1973a，Imoto，1987）以及在加利福尼亚的地震时（Wyss 和 lee，1973），求得系数 b 随时间变化。这样的变化也发生在中国唐山 1976 年地震（Li 等，1978）和意大利 Friuli 的 1976 年地震（Cagnetti 和 Pasguale，1979）之前。在实验室实验模拟断层运动中，也观测到了这些变化（Weeks 等，1978；Main 等，1989；Meredith 等，1990）。在大多数情况下，我们发现在沿切割面滑动前 b 值下降，而在事件之后 b 值增加。我们考虑作为前兆现象的 b 值特征变化，在模拟发生于地震预报区的物理过程计算中（Mjackin，等，1975），同时在 Kamchatks（Fedotov 等，1976）和在日本（Shibutani 和 Oike，1989），观测到了可预报地震的 b 值随时间的变化。

值得注意的是，还观测到了由开采诱发的地震事件前的前兆现象。在美国北方的 Idabo 的深层银矿中（Brady，1977）、波兰的煤矿中（Gibowicz，1979）以及在南非的金矿中（Brink，1990），在中等岩爆前，均记录到了异常地震活动性变化（先增加，随后下降）。

对于参数 b 的评估有几种有效的统计方法。为了说明最大似然法，我们对由 Aki（1965）和 Utsu（1965）引入的 b 参数评估的经典过程进行描述，且是在假定震级为连续的且无上限的情况下进行的。

若地震事件的震级假定为相互独立的，并有同样的随机分布变化，则古登堡-里克特的频度-震级关系式（12.1）可定义为如下形式：

$$f(m)=\begin{cases}0 & m<m_{\min}\\ \beta\exp[-\beta(m-m_{\min})] & m\geqslant m_{\min}\end{cases} \tag{12.2}$$

或
$$F(m)=\begin{cases}0 & m<m_{\min}\\ 1-\exp[-\beta(m-m_{\min})] & m\geqslant m_{\min}\end{cases} \tag{12.3}$$

式中 $f(m)$ 和 $F(m)$ 分别为震级 m 的概率密度和累积分布函数；m 被认为是作为任意大于阈值 $m_{\min}$ 的连续变化值，而 $\beta=b\ln(10)$。若考虑震级为独立的，那么，对 N 个震级为 $m_i(i=1,2,\cdots,N)$ 的集合的联合概率密度，等于各个概率密度 $f(m_i)$ 的乘积。参数 β 的最大似然计算为 $\hat{\beta}$ 值，即为似然函数 $L(\cdot)$ 的最大值，它正比于联合概率密度。最大似然条件可定为

$$L(\beta\mid m_1,\cdots,m_N)=\text{const}\prod_{i=1}^{N}f(m_i\mid\beta)=\max \tag{12.4}$$

或等价于

$$\sum_{i=1}^{N}\frac{\partial}{\partial\beta}\ln f(m_i\mid\beta)=0 \tag{12.5}$$

取 $f(m\mid\beta)$ 的对数，且计算其偏导，我们可将最大似然条件（12.5）写为

$$\frac{N}{\beta}-\left(\sum_{i=1}^{N}m_i-Nm_{\min}\right)=0 \tag{12.6}$$

而经典的 Aki - Utsu 最大似然 β 值计算如下（Aki，1965；Utsu，1965）

$$\hat{\beta}=\frac{1}{\langle m\rangle-m_{\min}} \tag{12.7}$$

式中样本震级平均值 $\langle m \rangle = \sum_{i=1}^{N} m_i / N$。由中心极限理论（Eddie 等，1982）可得到，对足够大的 N，$\hat{\beta}$ 近似正态地分布在其平均值附近，该平均值为（12.7）式中的平均值，而其标准偏差为

$$\hat{\sigma}_\beta = -\left(\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \beta^2}\right)^{-1/2} = \hat{\beta} / \sqrt{N} \tag{12.8}$$

由 $\hat{\sigma}_\beta$ 除以 $\ln(10)$ 可得到 $\hat{b}$ 的标准偏差。

依据 Utsu（1966）的 β 分布，由 Zhang 和 Song（1981）给出了式（12.7）的另一个较精确的近似，

$$\hat{\sigma}_\beta = \hat{\beta} N / [(N-1)(N-2)^{1/2}] \tag{12.9}$$

对于大数 N，即大量的地震事件，该式等价于 Aki（1965）的计算公式（12.8）。对于随时间变化的地震危险性的计算，当从公式化中获得包括与时间有关的 β 时，$\hat{\sigma}_\beta$ 更为有用。Shi 和 Bolt（1982）证明，对于大样本数 N 和缓慢随时间变化 β，$\hat{\beta}$ 的标准偏差为

$$\hat{\sigma}_\beta = \hat{\beta}^2 \{ \sum (\langle m \rangle - m_i)^2 / [N(N-1)] \}^{1/2} \tag{12.10}$$

式中求和，取 $i = 1$ 到 $i = N$。Guttorp 和 Hopkins（1986）也研究了 β 随时间缓慢变化的问题，他们指出，在地震事件随时间为泊松过程，且事件震级与事件数独立的附加假定下，$\hat{\beta}$ 的近似标准差为

$$\hat{\sigma}_\beta = \frac{\sinh(\Delta m \hat{\beta} / 2)}{\Delta m / 2} \tag{12.11}$$

式中 Δm 为相应于震级测定精度的震级间隔。

最大似然过程有若干理想的统计特征。它提供了更为健全的计算以便更趋于无偏差。然而，在大样本数范围里，最大似然法计算的变化，至少与其他的无偏差计算方法一样的小（Eadie 等，1982）。

自从 1965 年首次推导以来，Aki - Utsu 公式（12.7）已成功地用于具有完全不同地震活动图像的不同地区的大量研究之中。

尽管如此，该方法仍存在严重不足，如震级无上限以及连续变化的假设。

许多地震学家（Yegulalp 和 Kuo，1974；Weichert，1980）确信存在地震震级的上限。Knopoff 和 Kagan（1977）证明，对一给定地震集合，若古登堡-里克特关系式有效，那么必定存在震级的上限。假设式（12.1）描述累积古登堡-里克特关系，那么地震的震级-能量关系式有如下形式

$$\lg E = c + dm \tag{12.12}$$

式中 c、d 为常数，Knopoff 和 Kagan（1977）指出，在单位时间里地震释放的总能量为

$$E_{\mathrm{TOTAL}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\mathrm{d}N = \mathrm{const}\ E^{1-b/d}\Big|_{E_{\min}}^{E_{\max}} \tag{12.13}$$

而它们的典型值为 $b \cong 1$、$d \cong 1.5$，而 $E_{\max} \to \infty$ 时，释放的地震总能量 E_{total} 趋于无穷。Knopoff 和 Kagan（1977）将该事实称作"$E_{\max}$ 灾变"。

显然，必须引入 $E_{\max}$ 的上界（或等价的 $m_{\max}$），考虑震级上限很容易证明能量密度与累积概率分布函数（12.2）和（12.3），可取如下形式（Page，1968）

$$f(m) = \begin{cases} 0 & m < m_{\min} \text{和 } m > m_{\max} \\ \dfrac{\beta\exp[-\beta(m - m_{\min})]}{1 - \exp[-\beta(m_{\max} - m_{\min})]} & m_{\min} \leqslant m \leqslant m_{\max} \end{cases} \tag{12.14}$$

以及

$$F(m) = \begin{cases} 0 & m < m_{\min} \\ \dfrac{1 - \exp[-\beta(m - m_{\min})]}{1 - \exp[-\beta(m_{\max} - m_{\min})]} & m_{\min} \leqslant m \leqslant m_{\max} \\ 0 & m > m_{\max} \end{cases} \tag{12.15}$$

根据由式（12.4）和（12.5）所描述的过程，对 β 的最大似然方程为（Page，1968）

$$\frac{1}{\beta}=\langle m\rangle-m_{\min}+\frac{(m_{\max}-m_{\min})\exp[-\beta(m_{\max}-m_{\min})]}{1-\exp[-\beta(m_{\max}-m_{\min})]} \tag{12.16}$$

从（12.16）式中 β 的精确求解，需要了解 $m_{\min}$ 和 $m_{\max}$，且只能通过回归求解来得到，尽管如此，求 β 的简单近似是可办到的。显然，由式(12.16)求解所获得的 β 比由 Aki - Utsu 公式(12.7)所计算的 β 要小。而在式(12.7)中，忽略了 $m_{\max}$ 的存在，因此，式(12.7)可表示为 β 的合适的计算，而后通过偏差预测的结果进行校正。因此，将式(12.16)做泰勒展开，精确到第二项，则 β 的近似值变为

$$\hat{\beta}=\hat{\beta}_0(1-\kappa_{\max}) \tag{12.17}$$

式中

$$\kappa_{\max}=\hat{\beta}_0\frac{(m_{\max}-m_{\min})\exp[-\hat{\beta}_0(m_{\max}-m_{\min})]}{1-\exp[-\hat{\beta}_0(m_{\max}-m_{\min})]} \tag{12.18}$$

而 $\hat{\beta}_0$ 为 β[式(12.7)] 的 Aki - Utsu 计算值。

Aki - Utsu 公式（12.7）中的第二个限制，来自震级为连续的假定，大家知道，震级的确定取决于震级单位的小数值，而 0.1 级已是最好的结果。例如，对历史地震的震级，我们知道其精度仅为 0.5 个震级单位。Utsu（1966）首先注意到了震级的离散化影响频度-震级关系中的参数计算，他对公式（12.7）提出校正。Bender（1983）进行了对震级的离散化效应以及在确定震级区间里震级组合效应作了进一步研究。她证明最大似然计算需求方程

$$\frac{q}{1-q}-\frac{nq^n}{1-q^n}=\sum_{i=1}^{n}\frac{(i-1)k_i}{N} \tag{12.19}$$

的解。式中 $q=\exp(-\beta\Delta m)$，$n=(m_{\max}-m_{\min})/\Delta m$，且等于 Δm 震级区间的个数，$k_i(i=1,2,\cdots,n)$ 为震级在第 i 个区间里的

地震数，$\Sigma k_i = N$ 为在阈值 $m_{\min}$ 以上的全部震级的地震总数。Bender（1983）还给出，在 Aki - Utsu 与 Page 的连续震级公式中，由于震级离散化引起的偏差如何校正。

当 $M_{\max} \to \infty$ 时，Bender 对 Aki - Utsu 公式（12.7）的校正可近似地表示为

$$\hat{\beta} = \hat{\beta}_0 \kappa_\Delta \tag{12.20}$$

式中

$$\kappa_\Delta = \hat{\beta}_0 \frac{\Delta m}{2} \frac{1 + \exp(-\hat{\beta}_0 \Delta m)}{1 - \exp(-\hat{\beta}_0 \Delta m)} \tag{12.21}$$

且 $\hat{\beta}_0$ 为根据式(12.7) 所计算的值，其中样本平均震级 $\langle m \rangle = \Sigma k_1 m_1 / N$，而 $m_i = m_{\min} + i\Delta m/2$ 为第 i 个震级区间的中心值，取 $i = 1$ 到 $i = n$ 求和。Utsu（1971）首次引入校正式（12.21），且指出，当震级区间 Δm 大时，式(12.7) 所提供的 β 计算值系统地偏小。对 $\Delta m \to 0$ 时，校正因子 $\kappa_\Delta \to 1$，且式（12.20）变为式(12.7)。

Guttorp 和 Hopkins（1986）以及 Tinti 和 Mulargia（1987）给出了另一些可替代的解，他们指出，对成组数据的 β 的最大似然计算与由矩张量方法和最大熵方法所得到的解是相一致的，且最大熵公式为

$$\hat{\beta} = \frac{1}{\Delta m} \ln\left(1 + \frac{\Delta m}{\langle m \rangle - m_{\min}}\right) \tag{12.22}$$

式（12.22）优于 Bender 关系式（12.19），这是因为它的解不需要回归过程。

对公式（12.7）应存在一种更为简单的校正，Zhang 和 Song（1981）以及 Ogata 和 Yamashina（1986）给了式（12.7）所提供的 β 的偏差估计，同时指出了当地震事件数很小时以及 β 很大时这一偏差的重要性。这一偏差可通过下式消去：

$$\hat{\beta} = \hat{\beta}_0 \frac{N}{N - 1} \tag{12.23}$$

当时间窗长为常数且在时间域里 $\hat{\beta}$ 值发散时，该校正起了很重要的作用。每当窗内地震事件为小数目时，β 评定值的偏差就变得很重要。

到目前为止，我们主要集中讨论了无限的、上限截断的、连续的和离散的古登堡-里克特关系中的 b 参数的计算。在所有的情况中，我们均假设所观测到的震级为正确的，且它们的不确定性仅仅导致了震级的离散化。然而，在各种不同的方法中，我们均要考虑无论是震级的不确定性或者是起因于测量误差导致的震级离散化（Tinti 和 Mulargia，1985；Bender，1987；Kijko 和 Sellevoll，1992）。理论的和数值的研究结果表明，震级的不确定性强烈影响着参数 a，然而，计算者通常认为 b 值的计算依然有效。根据正态分布，其标准偏差达 0.2 个震级单位，因此，震级误差影响可以忽略（Kijko 和 Sellevoll，1992）。震级不确定性问题将在 12.6 节中作进一步的讨论。

图 12.1 给出式（12.7）应用于矿山与时间有关的地震安全性评估的一个实例(Lasocki，1990)。这些数据为波兰上西里西

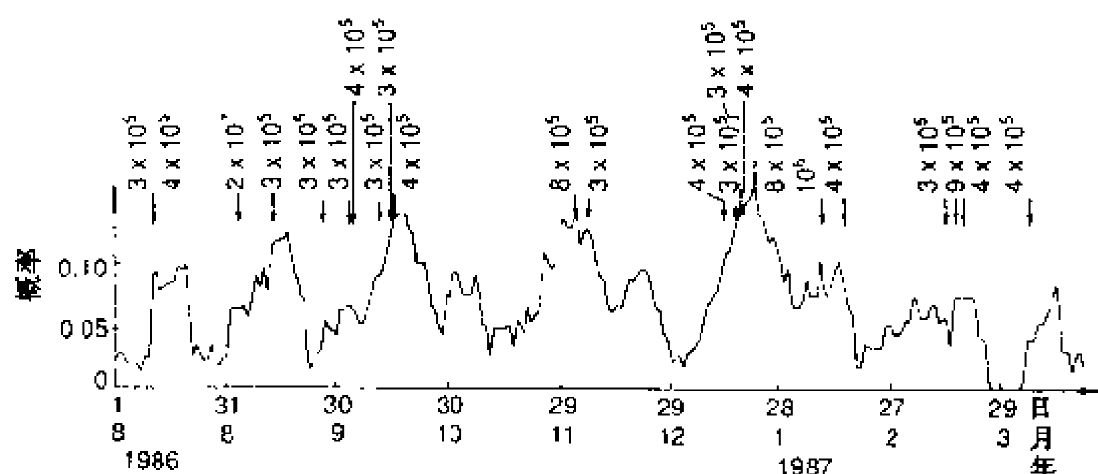


图 12.1　波兰 Bobrek 煤矿Ⅱ号长壁区，能量 $E \geqslant 3\times10^5$J 的地震事件发生的概率随时间变化。由箭头标出观测事件的发生概率随时间的变化（Lasocki，1990，图 4.13）

亚的 Bobrek 煤矿 507 煤层 11 号长壁采区的资料。这一分析包括了以 1986 年 8 月长壁区开工，直至 1987 年 4 月 21 日的资料。地震事件数（共有 339 个地震，每个地震能量均大于等于 10^4J）随时间明显变化，其平均率为 $\lambda = 1.15$ 次／天。能量 $E_0 \geqslant 3 \times 10^5$J 的地震事件的重复概率计算如下（Lasocki，1990）。假定能量-震级关系由式（12.12）所描述，则古登堡-里克特关系式（12.1）可取如下形式

$$\lg n = A - B \lg E \tag{12.24}$$

式中 $A = a - c/d, B = b/d$，以及 B 的最大似然计算为

$$\hat{B} = \frac{\ln 10}{\langle \lg E \rangle - \lg E_{\min}} \tag{12.25}$$

式（12.25）中，$\langle \lg E \rangle$ 为所考虑的地震事件的能量的对数的样本平均值，$E_{\min}$ 为阈值，即取大于等于该值的目录中的所有事件，在这里假定 $E_{\min} = 10^4$J。同时，进一步假定地震事件的发生，在时间上为泊松过程，且在时间段$(t - \Delta T, t)$内稳定，这里的 ΔT，为可靠计算参数所需的观测数据长度，在能量 $E \geqslant E_{\min}$，且时间为 t 至 $t + \Delta T$ 之内，至少发生一次事件的发生概率为 $1 - \exp(-\lambda\Delta t)$，这里 λ 叫作平均活动率，它定义为单位时间里，$E \geqslant E_{\min}$ 能量事件的平均数。因此，若该过程为依赖时间的过程，通过参数 $B(t) \equiv B$，和 $\lambda(t) \equiv \lambda$，但在任一时间区间$(t - \Delta t, t)$认为它是稳定的，那么，在一时间区间$(t, t + \Delta t)$里，一事件能量在大于等于一给定能量 $E_0(E_0 \geqslant E_{\min})$ 的发生概率为

$$P[E \geqslant E_0 \mid (t, t + \Delta t)] = 1 - \exp[\lambda_0(t)\Delta t] \tag{12.26}$$

式（12.26）中 $\lambda_0(t)$ 为能量 $E \geqslant E_0$ 的地震事件的发生率，它等于 $\lambda(t)[1 - F(E_0 \mid t)]$，这里 $F(E_0 \mid t)$ 为地震能量 E 的概率累计分布函数，它等于

$$F(E \mid t) = 1 - \left(\frac{E_{\min}}{E}\right)^{B(t)} \tag{12.27}$$

以此方法，在任意时刻 t，均可计算式(12.26) 的概率，同时，从时

间段($t-\Delta T, t$)所记录的地震,可对任意时段($t, t+\Delta t$)进行概率预测。图 12.1 即为(12.26)进行概率计算的结果,这里取 $\Delta t = \Delta T = 10$ d。箭头表示地震发生的时间以及 $E \geqslant E_0 = 3\times10^5$J 的强地震事件的能量。这些事件大多数发生在所计算的概率为增加过程时，或发生在概率处于高水平时，仅有两个地震事件是例外(1986 年 9 月 26 日，1987 年 4 月 5 日)，他们并不发生在概率增加过程。

§12.2　震级的极值分布

低震级的地震目录通常不完整，这就会偏离基于频度-震级关系式（12.1）的某些预测结果。另一方面，最大地震事件容易了解，时间上明确，比小震易于精确测定。通常他们起主要作用，诸如能量、地震矩的释放或可能造成危害。因此，可以预料，优先分析最强地震事件的方法至少与依靠完整资料的方法一样地有用。

极值理论可总结如下。设 x 为随机变量,它有确定的累积概率函数 $F(x)$。具有相同的分布函数 $F(x)$ 的 n 个互相独立的样本 $x_1,\cdots,x_n$ 中,x 为最大值，它的概率为

$$F_{\max}(x) = P(x_1 \leqslant x, x_2 \leqslant x, \cdots, x_n \leqslant x) = [F(x)]^n \tag{12.28}$$

这就是最大值的精确分布函数。根据冈贝尔（Gumbel，1962）工作，仅有三类极值分布，它们的渐近式等价于关系式(12.28)，每一种分布均假定有变量 x 的绝对最大值的特定形式。

第一类最大值渐近分布，即众所周知的冈贝尔Ⅰ型分布，其定义为

$$F_{\max}^{\mathrm{I}}(x) = \exp\{-\exp[-\alpha(x-u)]\} \tag{12.29}$$

式中 α, u 为分布参数,$\alpha>0$,且其两侧 x 为无穷。第二类最大值

渐近分布叫作冈贝尔Ⅱ型分布，其定义为

$$F_{\max}^{\mathrm{II}}(x) = \exp\left[-\left(\frac{u - x_{\min}}{x - x_{\min}}\right)^k\right] \qquad (12.30)$$

式中 $k > 0, u > x_{\min} \geqslant 0$，且 $x_{\min}'$ 为 x 的下限。第三类最大值渐近分布即冈贝尔Ⅲ型分布，定义为

$$F_{\max}^{\mathrm{III}}(x) = \exp\left[-\left(\frac{x_{\max} - x}{x_{\max} - u}\right)^k\right] \qquad (12.31)$$

式中 $k > 0, u < x_{\max}, x_{\max}$ 为 x 的上界。

Nordguist（1945）首先将极值统计应用于地震学，他证明在加利福尼亚，最大地震与冈贝尔型极值分布很好地相一致。在极值统计应用方面，Epstein 和 Lomnitz（1966）有惊人的突破，他们证明，假定地震事件由简单泊松过程所产生，并且遵循频度-震级关系式，由此可直接导出冈贝尔Ⅰ型渐近分布。

Epstein 和 Lomnitz（1966）根据这样一个事实：对同样的相互独立分布的随机变量，固定长度为 n 的序列的最大值满足关系式(12.28)的分布，这里 n 为具有概率分布 $P(n)$ 的随机数，且序列的最大值不超过 m 的概率等于$P(n)[F(m)]^n$。因此，若每一时间段 Δt 的地震事件数 n 遵循泊松分布

$$P(n \mid \Delta t) = \frac{(\lambda\Delta t)^n \exp(-\lambda\Delta t)}{n!} \qquad (12.32)$$

并且，震级 m 为遵守古登堡-里克特累积概率分布函数(12.3)的随机变量，则在时间段 Δt 期间，最大震级的累积分布为

$$\begin{aligned} F_{\max}(m \mid \Delta t) &= \sum_{n=0}^{\infty} P(n \mid \Delta t)[F(m)]^n \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\lambda\Delta t)^n \exp(-\lambda\Delta t)}{n!}[F(m)]^n \end{aligned} \qquad (12.33)$$

采用符号“Λ”，$\Lambda = \lambda\Delta t F(m)$，由于 $\sum\limits_{n=0}^{\infty} \Lambda^n/n! = \exp(\Lambda)$，则最大震级 m 的分布变为

$$F_{max}(m \mid \Delta t) = \exp\{-\lambda\Delta t[1 - F(m)]\} \quad (12.34)$$

或等效于

$$F_{max}(m \mid \Delta t) = \exp[-\lambda\Delta t\exp(-\beta m)] \quad (12.35)$$

对于 $\beta = \alpha$ 和 $\lambda\Delta t = \exp(\alpha u)$，公式(12.35)正是冈贝尔Ⅰ型分布(12.29)式。在计算了 λ 和 β 之后，我们可获得若干有用的地震安全性特征。例如，平均复发周期——震级不小于观测震级 m 的某一事件发生所需的时间间隔，其定义为

$$Rp(m) \equiv 1/\lambda(m) \quad (12.36)$$

即取形式 $\exp(-\beta m)/\ln[F_{max}(m)]$。

Epstein 和 Lomnitz（1966）最早将极值方法的"雪崩"分析应用于地震安全性计算。我们可找到一系列有关该主题的参考文献。如 Campbell（1982）的研究工作。然而，随着与地震发生有关的常规所能接受的法则，即Ⅰ型冈贝尔分布的导出，Epstein 和 Lomnitz（1966）的分布应用则确立了在地震统计学中的基础形式。然而，在他们的研究结果发表后不久，许多著者就注意到用于无界的古登堡-里克特的频度-震级关系，会导致极值的无界分布。因为，从物理学的观点看，必定存在一地震震级的上限[参式（12.13)]。极值震级的冈贝尔Ⅱ型分布，仅具有近似的特征。为了避免该矛盾，有些著者就采用引入震级上限的冈贝尔Ⅲ型分布。虽然冈贝尔Ⅲ型分布在地震学中的应用相当成功，但从地震发生的普遍法则并不能推导出该分布结果。

Oczkiewicz 和 Szukalski（1974）最早将极值分布应用于矿山地震，他们研究了波兰 Lubin 铜矿盆地 1972 年 9 月至 1974 年 1 月间发生的地震事件，得到在未来 5 年中将发生的最大地震能量为 6×10^8J，其概率为 0.99，但在 1977 年 4 月 24 日，发生了能量为 2.5×10^{10}J 的大的矿山地震（$M_L = 4.5$），这意味着强地震事件预测所依据的观测周期太短，对地震能量释放的增加趋势掌握不准确，因此，未能成功地做出这次预测。对同一地区，地震安全性的更为可靠的计算，是依据 8 年观测资料，由月最大地震

事件以及采用冈贝尔Ⅲ型分布，这是由 Kijko 等（1982）所作的。

Dessokey（1984）和 Idziak，等（1991）在矿山中地震安全性评估的极值分布中，应用不同模型和不同滤波技术进行了综合性比较研究。其实例之一，图 12.2 表示的在波兰 Wujek 矿的冈贝尔Ⅲ型分布的应用（Dessokey，1984）。在分析中采用了自 1977 年 9 月 3 日至 1978 年 4 月 4 日接近 501 层面开采期间所发生的 1000 余次地震事件，该面的长度接近 1000 m，采用对所记录的这些地震事件的分析，以确定地震安全性并计算最强地震事件的平均复发周期。

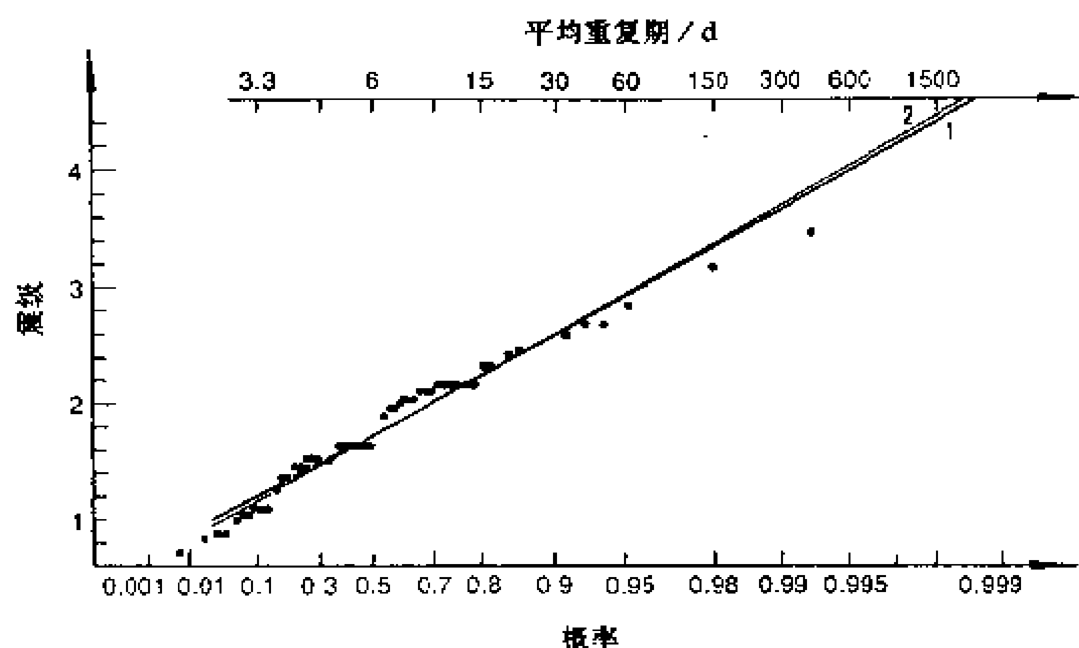


图 12.2　波兰 Wujek 矿每 3 天地震最大震级的冈贝尔Ⅲ型分布，时间为 1977 年 9 月 3 日至 1978 年 4 月 19 日。曲线 1 为由最小二乘法计算的分布，曲线 2 为由最大似然法所确定的分布（Dessokey，1984，图 2）

除冈贝尔Ⅰ型和Ⅲ型分布之外，大家知道在矿山地震中也应用冈贝尔Ⅱ型分布。Zuberek（1989）证明在砂岩样本单轴压缩

期间，所记录的声发射信号的最大振幅与冈贝尔Ⅱ型渐近分布相一致。Idziak 等（1991）将相同的模型用于波兰上西里西亚煤田的强地震事件分布的分析之中，这些地震事件发生于 1977 至 1987 年间，且其能量约为 10^6J。

Lasocki（1990）将冈贝尔Ⅰ型分布用于波兰 Szombierki 煤矿与时间有关的地震安全性评估工作中，他假定在下一个时间段 Δt 期间发生能量 $E \geqslant E_0$ 的最强地震事件的概率为 $P[E \geqslant E_0 \mid (t, t+\Delta t)] = 1 - F_{max}(E_0)$，式中 $F_{max}(E_0)$ 为式(12.34)所描述的，且由式(12.27)的能量分布代替(12.34)式中的震级分布 $F(m)$。根据在时间窗 Δt 内是稳定过程的假定，通过对如下两方程

$$\begin{cases} \dfrac{n}{\lambda(t)} - \dfrac{n}{\exp[\lambda(t) - 1]} = \sum\limits_{i=1}^{n}\left(\dfrac{E_{min}}{E_i}\right)^{B(t)} \\ \lambda(t) = \dfrac{n + \sum\limits_{i=1}^{n}\ln\left(\dfrac{E_{min}}{E_i}\right)^{B(t)}}{\sum\limits_{i=1}^{n}\left(\dfrac{E_{min}}{E_i}\right)^{B(t)}\ln\left(\dfrac{E_{min}}{E_i}\right)^{B(t)}} \end{cases} \tag{12.37}$$

的联立求解，可获得参数 $B(t) = B$ 和 $\lambda(t) = \lambda$ 的最大似然解（Lasocki，1990）。式中 E_i 表示在时间 t 的时间窗 ΔT 期间内所观测到的最大地震事件的能量，因此，可计算每一个 Δt 的概率序列 $P[E \geqslant E_0 \mid (t, t+\Delta t)]$。

§12.3 矿山地震的双峰模式分布

在§2.3节中我们已介绍了该命题，在本节中将对双峰模式分布、它的数学模型，并对可能的解释作某种程度的描述。

在采用极值分布理论研究波兰矿井的强地震事件的重复性过程中（Kijko 等，1982，1987；Dessokey，1984；Drzezla 等，1986；Idziak 等，1991），发现了一个值得注意的有趣现象：地

震极值能量的经验分布比常见的理论概念，诸如冈贝尔分布（1962）所预测的更为复杂。这一特征在波兰的上西里西亚煤矿井下、捷克斯洛伐克的 Ostrava - Karvina 煤田的 Doubrava 煤矿以及波兰的 Lubin 铜矿区的矿井中均得到观测事实。标准修正法（截尾或假定分布参数是随机变化的）的应用并不能改变经验分布的特性，并且还没有发现适合于资料的令人满意的吻合结果。一种贴近观测经验的分布是，假定它们具有双峰模式的性质（图 12.3）。

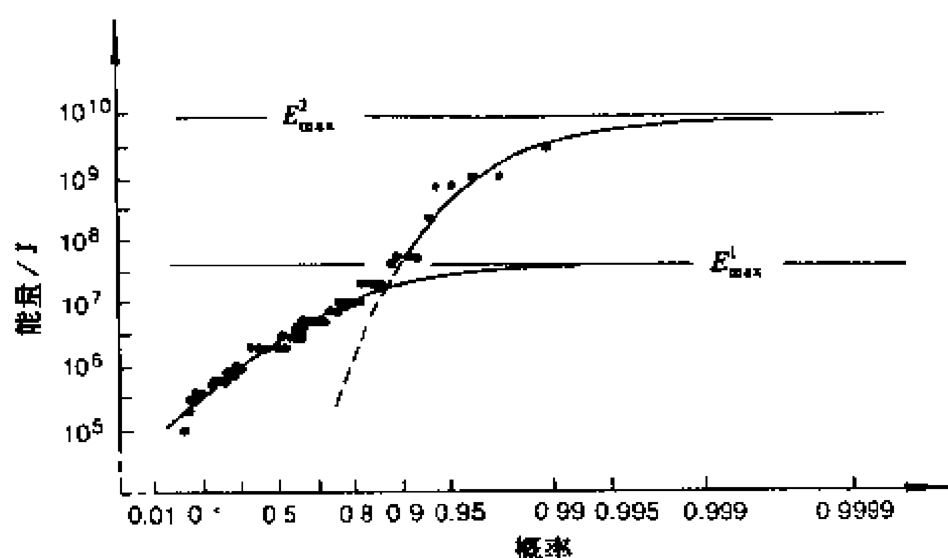


图 12.3　1975 年 1 月到 1982 年 6 月波兰 Szombierki 煤矿所释放的月最大地震能量的概率分布（Kijko 等，1987，图 2）

双峰模式分布是由于两种不同现象所产生的随机变化的混合所造成的。该说法引发了一个基本问题，即怎样的两种（或更多种）机制导致了矿井中的地震事件。同样，该问题在每天的开采实践中具有实际的重要性。实际上，这与对应于最大地震事件的分布的高能量分量有关，因此，下面讨论产生地震能量双峰模式分布的物理与数学模型，以及某些假设，并以公式解释所观测到的分布。

12.3.1 数学模型

下面将讨论双峰模式分布的三种基本数学模型，不幸的是，对观测事件的统计不能用来区别这三类模型。在所有这三种情况中，理论分布与经验资料的吻合都相当好。当然，对所推导的Ⅰ、Ⅱ和Ⅲ型分布函数，下面进行可能的修正，并不是描述所观测到的结果的唯一可能分布，实际上有无限多的可能分布。

模型Ⅰ　该模型由 Stankiewicz（1989）所提出，他假定在无地震事件的任意时刻，岩体的状态可由随时间线性增加的应力来描述，即

$$x = x_0 + \alpha t \tag{12.38}$$

而且，若有地震事件发生，则应力降为区间（x_0, x）中的一个确定值。我们取 x_{max} 作为应力的最大值，一但达到该值，地震事件立即发生。同时，我们也假设 $p_1(x)dt$ 为系统在 x 状态下，对给定时间 t，在时间 dt 内一个事件发生的概率，$p_2(x \mid y)$ 为在事件发生之后，系统从状态 x 过渡到状态 y 的条件概率。$P(x,t)$ 将遵循 Kolmagorov 等式（Molchan，1984；Stankiewicz，1989）

$$p_1(x)P(x,t) + \alpha \frac{\partial P(x,t)}{\partial x} + \frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = \int_x^{x_{max}} p_2(x \mid y)P(y,t)p_1(y)dy \tag{12.39}$$

让我们假定 $p_2(x \mid y) = 1/y$，即意味着在区间（x_0, x）里应力下降至一确定值的地震事件，该区间内的概率描述为一均匀分布，并且 $p_1(x) = p_1 =$ 常数，换句话说这意味着，在岩体中若其应力不超过最大值 x_{max}，那么事件发生的概率不依赖于岩石中应力的大小。

我们承认，所释放的地震能量可通过一功率函数与应力降联系起来，即

$$E = A(\Delta x)^\delta \tag{12.40}$$

进而，我们假定地震事件可由两种不同的机制产生，在它们之间

可观测到一个简单的相干作用。为了诱发由第二种机制所产生的地震事件，必须超过确定的应力阈值 $x_{max}^{(1)}$。若事件发生之前 x 值超过 $x_{max}^{(1)}$($x_{max}{}^{(1)} < x \leqslant x_{max}{}^{(2)}$)，则将发生相干作用，事件释放的能量为

$$E = \eta A(\Delta x)^{\delta} \tag{12.41}$$

我们的数学公式是一般的，且不需要做任何有关相干作用特性的物理假定。例如，这种相干特性可能是由采矿引起的两事件之间的耦合，或构造引起的两事件间的耦合，或者是由两大主要地质构造，诸如不同强度的分层与断层或岩脉所产生的事件的耦合。

将概率 p_1 和 p_2 代入式（12.39），并采用式（12.40）和(12.41)，可得到表达能量分布的式（12.39）的稳态解(Stankiewicz，1989；Glowacka 等，1990)

$$F(\varepsilon) = 1 - D\begin{cases} V(\varepsilon) + V(\varepsilon_1)C[1 - \exp(-\gamma\kappa)]V(\varepsilon_{max} - \kappa) \\ V(\varepsilon_1)\{1 - C\exp[\gamma(\varepsilon_{max} - \kappa)] + \exp(\gamma\varepsilon_1)\} - V(\varepsilon_{max} - \kappa), \\ V(\varepsilon - \kappa) - V(\varepsilon_{max} - \kappa) \end{cases} \tag{12.42}$$

这里，第一式在 $\varepsilon \leqslant \varepsilon_1$ 时有效,第二式在 $\varepsilon_1 < \varepsilon \leqslant \varepsilon_2$ 时有效,第三式在 $\varepsilon > \varepsilon_2$ 时有效。并且,式中 $k = \lg(\eta)$, $\varepsilon = \lg(E/E_{min})$, $\varepsilon_1 = \lg(E_{max}^{(1)}/E_{min})$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \kappa$, $\varepsilon_{max} = \lg(E_{max}/E_{min})$, $E_{max}^{(1)} = A(x_{max}^{(1)\delta})$, $E_{max} = \eta A(x_{max}^{\delta})$, $\gamma = \ln(10)/\eta$, $V(\varepsilon) = \exp[C\exp(\gamma\varepsilon)]$，而归一化常量 $D = \{\exp(-C) + CV(\varepsilon_1)[1 - \exp(-\gamma\kappa)] - V(\varepsilon_{max} - \kappa)\}^{-1}$。

很清楚,通常式(12.42)的地震能量分布具有双峰模式的特性,仅当 $\kappa = 0$ 时为单峰模式。图 12.4 表示式（12.42）应用的一个例证（Stankiewicz，1989)，这里表示 1978 至 1985 年波兰 Nowy Wirek 矿所记录的 919 次地震事件的频度-能量分布。实线标志双峰模式密度累积分布，而虚线表示双峰模式密度分布。图 12.5 给出 Glowacka 等（1990）的另一个例子，它表示了捷克斯洛伐克 Doubrava 矿在 1982 年 11 月至 1986 年 5 月间所记载的

1658 次地震事件的频度-能量分布。连续线表示了双峰式累积分布，虚线表示截断的古登堡-里克特分布［式（12.15)］。在这两种情况下式（12.42）的分布与数据吻合得很好。

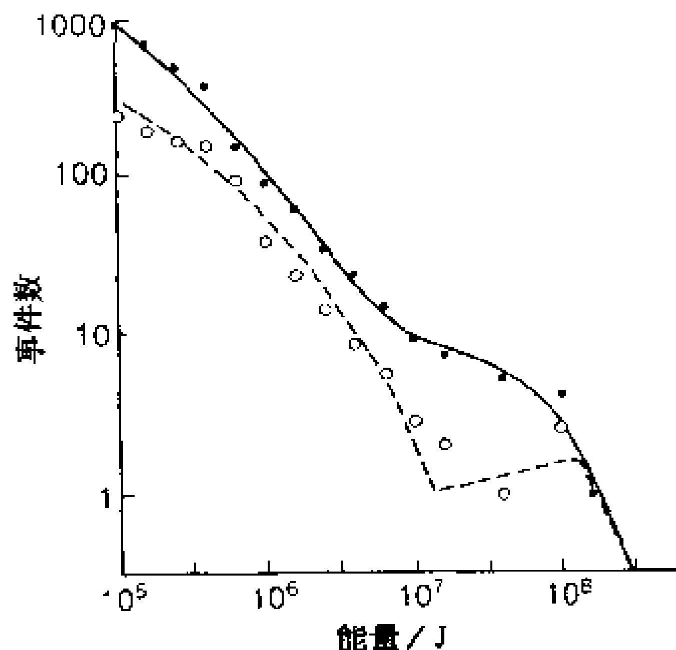


图 12.4　1978 年 1 月到 1985 年 12 月，波兰 Nowy Wirek 煤矿观测到的 919 个地震事件的频度-能量分布。实线表示双峰累积分布，虚线表示能量密度分布（Stankiewicz，1989，图 31）

模型Ⅱ　独立的高能量与低能量地震活动性过程。

在假定较高能量和较低能量的地震活动性互相独立的情况下，可以以一种更为简单的途径获得描述双峰模式地震能量经验分布的替换公式。图 12.3 强地震事件的经验分布，假设地震事件是由两种机制所产生的，第一种机制对应于分布的低能量部分，且在区间 $(x_{\min}, x_{\max}^{(1)})$ 产生地震事件［这里 x 既可以是震级也可以是 lg(能量)］，相应地，第二种机制在区间 $(x_{\min}, x_{\max}^{(2)})$ 产生高能量部分，这里有 $x_{\max}^{(1)} < x_{\max}^{(2)}$。

设 λ_1 为第一种机制在区间 $(x_{\min}, x_{\max}^{(1)})$ 内所产生的一个单位

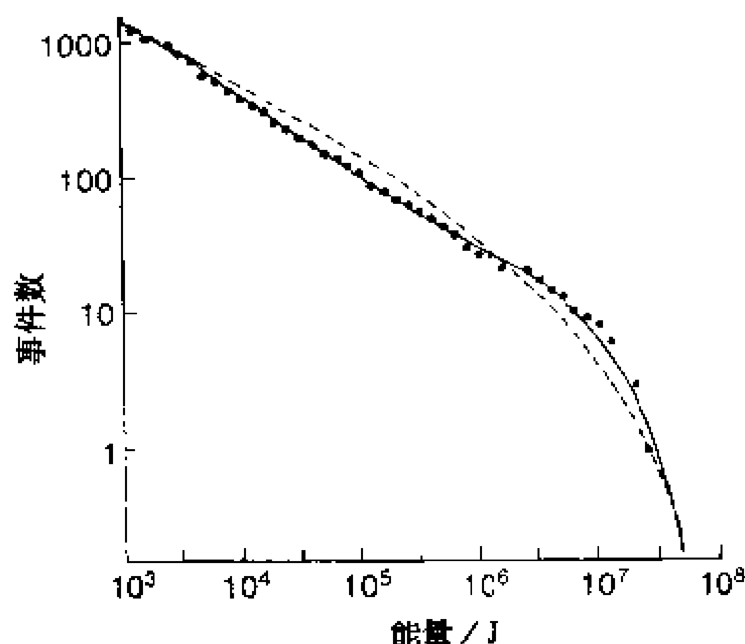


图12.5　1982年11月至1986年5月捷克斯洛伐克Doubrava煤矿记录到的1658个地震事件的频度-能量分布。实线表示双峰累积分布，虚线表示被截尾的古登堡-里克特关系（Glowacka等，1990，图1）

时间上的地震事件平均数。同样设 λ_2 为在区间$(x_{\min}, x_{\max}^{(2)})$里第二种机制的地震事件平均数；因此，若 $F_1(x)$ 和 $F_2(x)$ 分别为由第一种和第二种机制所产生的随机变量 x 的分布函数，那么 x 的有效分布函数取形式为

$$F(x) = \begin{cases} \pi_1 F_1(x) + \pi_2 F_2(x), & x_{\min} \leqslant x \leqslant x_{\max}^{(1)} \\ \pi_1 + \pi_2 F_2(x), & x_{\max}^{(1)} \leqslant x \leqslant x_{\max}^{(2)} \end{cases} \tag{12.43}$$

式中 $\pi_1 = \lambda_1/(\lambda_1 + \lambda_2), \pi_2 = \lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2)$。

我们假定由第一种机制或第二种机制所产生的地震事件均满足由 λ_1 和 λ_2 表示的泊松分布（Kijko等，1987）。从独立性假定可知，第一种地震活动性过程对第二种机制无效，反之亦然，第二种地震活动性过程对第一种机制无效。众所周知（Epstein和

Lomnitz, 1966; Campbell, 1982), 若 $F(x)$ 分布的随机变量为具有泊松分布的随机变量,那么 x 的极值分布由(12.34)式所描述,在这里,$\Delta t = 1$,λ 为泊松分布参数。在简单的变换后, 我们从 (12.34) 和 (12.43) 式, 获得强地震事件分布的一般形式为

$$F_{\max}(x) = \begin{cases} F_{\max}^{(1)}(x) F_{\max}^{(2)}(x), & x_{\min} \leqslant x \leqslant x_{\max}^{(1)} \\ F_{\max}^{(2)}(x), & x_{\max}^{(1)} \leqslant x \leqslant x_{\max}^{(2)} \end{cases} \tag{12.44}$$

式中 $F_{\max}^{(1)}(x) = \exp\{-\lambda_1[1 - F_1(x)]\}, i = 1,2$。

为了用于推导双峰模式分布式(12.44),必须定义 $F_1(x)$ 和 $F_2(x)$ 的分布形态。我们可以假定由第一种和第二种机制所产生的地震事件的震级 (或者是能量的对数) 为随机变量, 且具有 (12.15) 式的有双截断的指数分布

$$F_i(x) = \frac{1 - \exp[-\beta_i(x - x_{\min})]}{1 - \exp[-\beta_i(x_{\max}^{(1)} - x_{\min})]} \tag{12.45}$$

式中 β_i 分别由第一种($i = 1$) 和第二种($i = 2$) 所产生的分布参数。

所推导的最强地震事件的分布的确有双峰模式特征, 而其解释是相当清楚的。例如, 我们假定第一种地震活动是由开采产生的应力所引起的, 而第二种为构造活动所引起的, 这就意味着开采并不影响构造过程, 即使不开采, 该地区也将发生地震。图 12.3 表示由式 (12.44) 推导的极值分布与所观测到的最大地震事件的拟合情况。

模型Ⅲ 依赖于低能量部分的高能量地震活动。

很显然, 我们可以想像在给定区域里存在残余构造应力, 此时, 若不开采就不可能产生地震。开采产生以低能量地震活动性形式释放的附加应力, 它对于构造应力的作用是一种“触发机制”。

同样, 可以认为岩体为成层结构, 且具有高差异的强度参数, 将以两个或更多的相互关联的模式产生地震活动。有两种情

况可描述如下。依据模型类推，设 λ_1 和 λ_2 分别为第一种和第二种机制所产生的地震事件的泊松分布参数。若 i 个事件为第一种机制所产生的，那么第二种机制的 j 个事件则将具有平均 $i\lambda_2/\lambda_2$ 的泊松分布。因此，第二种机制发生 j 个事件的条件概率为

$$P_2(j \mid i) = \exp(-i\lambda_2/\lambda_1)\frac{(i\lambda_2/\lambda_1)^j}{j!} \qquad (12.46)$$

该类机制事件的发生概率为

$$\begin{aligned} P(j) &= \sum_{i=1}^{\infty} P_2(j \mid i) P_1(i) \\ &= \exp(-\lambda_1)\frac{(i\lambda_2/\lambda_1)^j}{j!}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{i^j}{i!}[\lambda_1\exp(-\lambda_1/\lambda_2)]^i \end{aligned} \qquad (12.47)$$

式中 $P_1(i)$ 为 i 个第一种事件的发生概率，或者根据我们的假定 $P_1(i) = \exp(-\lambda_1)(-\lambda_1)^i/i!$。

在统计学文献中，式(12.47) 分布称作 A 类 Neyman 分布。为了确定地震极值事件的相应分布函数 $F_{\max}(x)$，我们将定义 k 个极值事件的发生概率，而并不说明它们的类型。依据分布函数 $F_{\max}^{(1)}(x)$、$F_{\max}^{(2)}(x)$、$P_1(i)$ 和 $P_2(i)$，该概率为

$$F_{\max(k)}(x) = \sum_{i=1}^{\infty} P_1(i)[F_{\max}^{(1)}(x)]^i P_2(k-i \mid i)[F_{\max}^{(2)}(x)]^{k-i} \qquad (12.48)$$

因此，在经过一系列简单变换之后，要搜索的累积分布函数可写为如下形式（Kijko 等，1987）

$$\begin{aligned} F_{\max}(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} F_{\max(k)}(x) \\ &= \exp\{-\lambda_1[1-F_{\max}^{(1)}(x)]\exp(-\lambda_1/\lambda_2)[1-F_{\max}^{(2)}(x)]\} \end{aligned} \qquad (12.49)$$

假定第二种机制事件数与所观测到的地震事件总数相比很小，那

么极值事件的累积分布最终形式为

$$F_{\max}(x) = F_{\max}^{(1)}(x)[F_{\max}^{(2)}(x)]^{F_1(x)}, \qquad x_{\min} \leqslant x \leqslant x_{\max}^{(2)} \tag{12.50}$$

12.3.2 双峰模式分布的可能解释

虽然双峰模式分布形成的数学模型已写成公式，但这仍没有回答为什么在矿井中所观测到的地震事件的分布是双峰模式的。在这方面，人们考虑了许多种假设。

可以假设双峰模式特性是由于主要地质特征的不均匀所引起的，诸如具有不同强度的分层、断层或岩脉，以及在矿井中完全由开采挖掘所诱发的地震活动。开采过程中，在岩体中的应力释放过程趋向于具有确定能量特征的稳定状态，由邻近的开采或一个显著的介质特性的改变所诱发的应力场的扰动，将激活一个新的地震活动的发生，或者改变已存在的发生地震活动的进程。这将导致起于相同地质构造的地震事件能量和数目的增加或减少，或者把地震活动性扩展到岩体中新的区域。例如，具有不同厚度和强度在远距离产生的事件的能量分布，将通过不同的特征参量来描述，不可能由简单的单峰模式分布来描述。

我们也可以假设，分布中的低能量部分是由开采所产生的应力释放的结果，反之，分布中的高能部分则是在岩体中所累积的残留构造应力释放的结果。

我们似乎可以合理地假定第一种假说在某些采区是合适的，另一方面，对另一些地区则适合于第二种假说。无论提出什么样的解释，地质因素对矿井中地震事件的发生，显然起了至关重要的作用。由构造不稳定性和构造应力所展示的该作用的最显著例证，可参见§1.2中所描述的由地面开采所诱发的地震活动。

§12.4 地震活动性与岩石开采

很显然，矿区的地震活动与开采条件和挖掘方法有关，将地

震活动性与具有不同定量特征的开采工作联系起来的某些尝试，几乎都是经验性的（Sklenar 和 Rudajev，1975；Bober 和 Kazimierczyk，1979；Roček 和 Skorepova，1982）。在南非深层金矿的研究中（Cook，1976；McGarr 和 Wiebols，1977），假定掘进区释放能量的总和，作为发生岩爆迹像的一个判据。释放能的高值解释为岩石裂隙数的增加，因此它的形成导致了岩爆的发生。

对该问题的理论基础用公式来表示，最早的最重要的方法是在 60 年代提出的。假定由开采引起一系统的潜能的改变，等于开采的岩石全重量与它们的深度的乘积，这表明不超过该能量半数的能量可作为弹性能量得到贮存（Cook，1976），而其余的能量则通过岩石以不同的形式予以释放，诸如热量和摩擦。这些考虑意味着地震能量与开采的岩石的容积成正比，Duvall 和 Stephenson（1965）从理论评估中，也获得了同样的结论。他们证明，对环形横截面的岩体，其辐射的地震能量正比于所开采的岩石的容积。McGarr（1976，1984）对一个给定了开采量的问题，就如何导致地震活动、又导致什么样的地震活动进行了综合研究。Brady 和 Brown（1985）分析了伴随地下开采的能量变化。

本节根据 Randall（1971）和 McGarr（1976）的理论解，我们给出在矿区中描述地震活动与挖掘的岩石之间的一个简单模型，该模型以公式形式给出了其应用于与时间有关的地震安全性评估的一些实例。

根据 Randall（1971）的理论结果，McGarr（1976）证明开采诱发的地震活动可由地震矩的求和 ΣM_0 表示，并且可由开采周围的汇聚弹性形变的体积 ΔV 来表示，即

$$\sum M_0 = k\mu \mid \Delta V \mid \qquad (12.51)$$

式中 μ 为刚度模量，k 为常量，其范围为1/2 到 4/3，但通常它接近 1。

根据 McGarr（1976）想法所得到的（12.51）式，根据周围

形变体积之和，并根据地震活动造成的破裂岩石体积之间的物理联系，Kijko（1985）提出了关系式

$$\sum M_0 = \text{const}\ \Delta V_f \tag{12.52}$$

式中 ΔV_f 为由地震活动引起的破裂岩石的体积。我们假定破裂岩石的横截面 A_f 正比于开采面的横截面 A，即 $A_f = \theta A$；则破裂岩石的体积 ΔV_f 可由开采层的体积 ΔV 来表示，即有 $\Delta V_f = \theta \Delta V$，那么从关系式（12.52），我们可得到

$$\Delta M_0 = \text{const}\theta\Delta V \tag{12.53}$$

通常，参量 θ 依赖于深度和开采技术、开采岩石的力学特性、开拓岩石形态和开采支撑类型。当开采进行回填时，参数 θ 下降，当位于下盘之上的上盘发生弯曲时，或被叫作底部发生挤压的情况时，则 θ 值上升。

为了在开采实践中采用式(12.53)，则地震矩 M_0 的值将由其他参数替代，诸如采用震级或能量等可大致确定的参数。通常我们认为近震小震的震级与地震矩的对数成正比（Randall，1973；Gibowicz，1975；Spottiswoode 和 McGarr，1975）

$$\lg M_0 = p + qM_L \tag{12.54}$$

式中 p 和 q 为常数，虽然对于震源的简单模型以及对于小震源尺度的地震事件，常量 q 接近于 1，但在这里，对我们的求解而言，并没有要求其值为更一般的大小。

从式（12.53）和（12.54），我们有

$$\sum 10^{q\cdot M_L} = \text{const}\theta\Delta V \tag{12.55}$$

式（12.55）通过矿山地震震级 M_L 与开采体积 V 的关系将地震活动性有机地联系起来。

矿区地震事件强度的评估常是根据能量而不是震级，此时，式（12.55）中的震级将由能量所代替。这可由经验公式（12.12）来做，这对一给定的地区，它是有效的。对遵循一常应力降的定标关系式（11.7）的地震事件，系数 $d = q$。用关系式

(12.12) 和 (12.54), 则可将式 (12.55) 取如下形式

$$\sum E^{d/q} = \text{const}\theta\Delta V \tag{12.56}$$

伴随一定体积 ΔV 的挖掘所释放的地震能量的总和 $\sum E$, 并没有看成是一个可测定的常数，但可以很好作为一个随机变量，并可从已知的能量累积分布函数进行估算。我们假定，与开采体积相应的地震事件可通过古登堡-里克特关系式 (12.1) 描述，这里 m 为近震震级 M_L,上界为 m_{max},并假定可由式(12.12) 表示震级能量关系。因为能量为 E,能量区间为(E,$E+\mathrm{d}E$) 的矿山地震的数目 $\mathrm{d}N$ 可表示为 $\mathrm{d}N = \text{const}E^{-(b/q+1)}\mathrm{d}E$, 式中 $\text{const} = 10^{a+cb/d}/d\ln(10)$, 那么所释放的地震能量的总和为

$$\sum E = \text{const}\int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-b/d}\mathrm{d}E$$

$$= \text{const}(1-b/d)(E_{max}^{1-b/d} - E_{min}^{1-b/d}) \tag{12.57}$$

式中 E_{min} 为能量阈值,所有在该能量之上、由开采体积 ΔV 所诱发的事件均能记录到。考虑地震矩 M_0 与震级之间的关系式 (12.54),并采用两端截尾的累积震级分布函数[式(12.15)],在 $d > b$ 和 $E_{max} \gg E_{min}$ 情况下,地震矩释放 ΣM_0 与地震能量 ΣE 两者的关系，可近似地达为

$$\ln\sum M_0 = \frac{1}{B}\ln\sum E + \ln B\,\frac{c_2c_3}{c_1} \tag{12.58}$$

式中 B 和 c_3 为岩体状态的特性参数, $B = (d-b)/(q-b)$, $c_1 = \text{const}(1-b/d)$, $c_2 = (1-b/d)10^{a+pb/q}/d\ln(10)$ 和 $\lg c_3 = (p - cq/d)/(1-b/q)$。

我们假定在开采期间参数 $\theta = \text{const}$, 则从式 (12.53) 和 (12.58), 最终可得到

$$\sum E = \text{const}(\Delta V)^B \tag{12.59}$$

值得注意的是，即使震级与能量关系式 (12.12) 具有随意性，式 (12.59) 仍然有效，但能量 E 的值并不一定是所释放的真实

能量。式（12.59）的应用范围比之最初假定（Glowacka 和 Kijko，1989）的预期的要广泛得多。例如，若有线性关系式 $\Delta V_f = \theta\Delta V$，可用更一般的关系式 $\Delta V_f = \theta(\Delta V)^n$ 来代替，则式(12.59)的原始形态仍保持不变，这里 n 为常数。

所给出的模型有一个缺陷，假定岩体中的应力均是来自开采的结果，而忽略了构造应力的作用。然而，矿区构造应力是重要的，只有经过一定的修正之后，所给出的模型方能得到成功的应用。

作为一个例证，我们在此简单要地讨论一下由 Glowacka 等（1990）所描述的捷克斯洛伐克 Doubrava 矿的地震安全性评估。为了简化书写，以符号 E_Σ 替代 ΣE，以 V 替代 ΔV；而符号 ΔV 表示在特定的时间间隔 Δt 内所挖掘的岩石的体积。

我们定义地震安全性作为一种概率，即在下一个特定的时间间隔 Δt 内，掘进体积 ΔV 所引起的地震能量释放 ΔE_Σ 超过给定值 E_0 时的概率。根据关系式(12.59)，在下一个时间间隔 $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$ 内预期将释放的能量为

$$\Delta E_{\Sigma i} = CV_{i+1}^B - CV_i^B \tag{12.60}$$

式中 B，C 可从早先的能量释放计算中得到。所释放的量 $\Delta E_{\Sigma i}$ 显然具有随机的特性。我们假定 $\Delta E_{\Sigma i}$ 遵循正态分布，左侧截取为零，平均值为 $\langle\Delta E_\Sigma\rangle$，标准差为 σ_E；因此，在所挖掘的体积 $(V, V + \Delta V)$ 内，所释放的地震能量 ΔE_Σ 的总和将超过特定的值 E_0 的概率 $P[\Delta E_\Sigma > E_0 \mid (V, V + \Delta V)]$ 为

$$P[\Delta E_\Sigma > E_0 \mid (V, V + \Delta V)]$$

$$= 1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi\sigma_E}\int_0^{E_0}\exp\left(-\frac{1}{2}\sigma_E^2\right)(E - \langle\Delta E_\Sigma\rangle)^2\mathrm{d}E \tag{12.61}$$

式中 $\langle\Delta E_\Sigma\rangle$ 为在时间区间 Δt 内所预期的地震释放能量总和的平均值，它根据公式(12.60)计算得到；而在式(12.60)中，参数 B，C 是从整个先前进行的能量释放 E_Σ 和开采岩石体积 V 的计算得到。

所描述的算法在捷克斯洛伐克 Doubrava 煤矿得到了应用（Glowacka 等，1990），在那里，自 1982 年 11 月到 1986 年 5 月共记录了 1658 个地震事件。最强地震事件的能量估计为 4×10^7J。而所观测到的频度-能量分布具有双峰模式的特性（图 12.5）。因此，关系式（12.61）可改写为如下形式

$$E_{\Sigma} = E_{\Sigma1} + E_{\Sigma2} \tag{12.62}$$

其中
$$\begin{cases} E_{\Sigma1} = C_1 \cdot V^{B_1} & E < E_{\max}^{(1)}, \\ E_{\Sigma2} = C_2 \cdot V^{B_2} & E < E_{\max}^{(1)} \end{cases}$$

以及有 $E_{\max}^{(1)} = 8\times10^5$J。正如式(12.59) 中的参数一样，参数 C_1，C_2，B_1 和 B_2 要在开采和地震能量释放过程中，进行连续不断地适时修正。其结果如图 12.6 所示，这里曲线 1 相对于以周为时间间隔单位开采出的体积时，所观测到的释放的地震能量的总和，而曲线 2 系从式（12.61）计算得到。

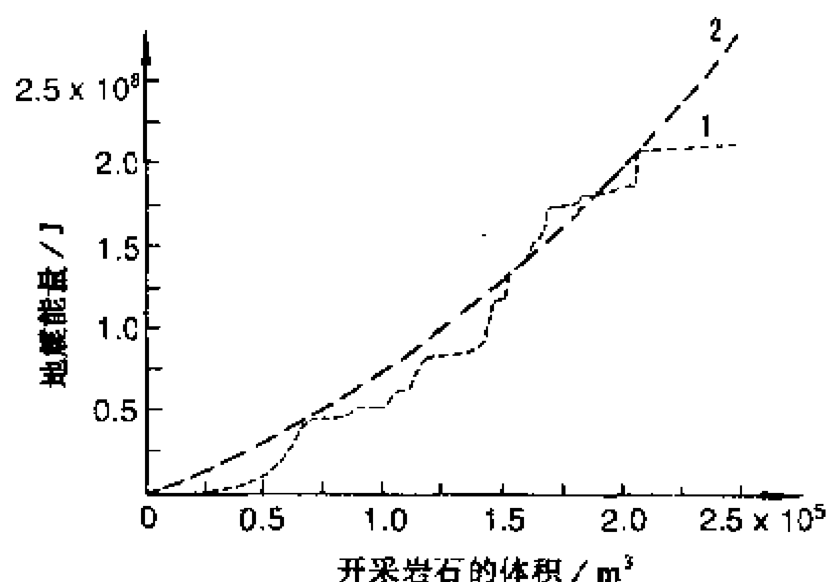


图 12.6　捷克斯洛伐克 Doubrava 煤矿每周统计的累积地震能量与采掘岩石体积关系曲线。曲线 1 表示实际观测结果，曲线 2 表示式（12.61）的近似结果（Glowacka 等，1990，图 3）

在第二个例子中，我们将证明当若干个互相独立的地震安全性评估方法被同时使用时，强震发生概率是如何评定的。该方法由 Glowacka 和 Lasocki（1992）所介绍。在我们的情况中，最后的概率包含两方面的来源。第一，依据在开采期间的古登堡-里克特关系式中参数 a 和 b 值的变化，确定地震事件发生概率（Lasocki，1990）；该方法在 § 12.1 中已作过讨论。第二，一定量的岩石挖掘所引起的一定量的地震能量释放的概率，该方法在早先的例证中已作讨论。

设 p_0 为在特定时间区间 Δt 内事件能量不小于一特定阈值 E_0 的发生概率，该概率可根据公式

$$p_0 = n(E \geqslant E_0)/N \tag{12.63}$$

在开采过程中，连续不断进行修正。式中 $n(E \geqslant E_0)$ 是发生能量 $E \geqslant E_0$ 在时间间隔 Δt 的数目，而 N 为所考虑的时间周期里时间间隔 Δt 的总数目。设 $p_i(i = 1,2)$ 为能量 $E \geqslant E_0$ 事件发生的条件概率，并且在时间间隔内可观测到一个确定的超前作用因子 a_i。对于我们所讨论的情况，根据式(12.26)，有 $a_1 = (B,\lambda)$，这时 B 和 λ 是由开采期间事件发生概率所确定的参数。同样，由式(12.60)，我们有 $a_2 = (B,C)$，我们设概率 p_1 和 p_2 的确是独立的（由于两种方法均需要部分相同的输入数据，因此所谓独立仅部分是真实的），则当概率为小值时，对于小 Δt，其最终概率 p 可近似地表示为（Aki，1981a）

$$p = p_0 \frac{p_1}{p_0} \frac{p_2}{p_0} \tag{12.64}$$

式中 p 为概率 p_0，p_1 和 p_2 的综合结果。

在波兰的 Bobrek 煤矿对长壁 11/507 计算了总概率 p（Glowacka 和 Lasocki，1992）。在 7 个大地震事件中有 4 个在地震之前存在着概率增加。而另 3 个，则没有预测到，这是因为在长壁存在的最后期间，概率 p_2 接近于零。

§12.5　开采区地震事件的数目和能量

在实际开采条件下，应力不可能以可靠确切的方法得到测定，同时，即使应力值已知，也不可能给出复杂岩体系统的地震稳定性评估（Drzezla等，1988）。当可以产生依赖于时间的相关的统计分布，并且可以评定依赖于时间的地震安全性时，分析地震事件空间-时间-能量分布的统计学方法可以得到确定解。

在本节中，我们考虑该问题的一种简单方法，即分析地震事件的能量和数目，与到回采面距离的依赖关系。在开采期间，通过监测该距离就有可能在某种程度上评定其地震安全性与其发展趋势。为了说清这个概念，我们简要地叙述该方法的若干例子。

例1　Syrek和Kijko（1988）描述了一个活动长壁面的地震事件能量和数目对距离的依赖关系。总共对843个以能量描述的地震事件作了分析，这些矿山地震取自波兰Wujek煤矿的三个地区，它们发生于1979年2月9日至1981年5月4日，用于分析的地震事件要么在长壁煤层之内，要么位于煤层两侧50 m之内，或者在长壁软面150 m以外、200 m以内。以10 m宽的移动窗统计地震事件，随后计算了两条曲线：以长壁软面为原点，随距离而变化的地震事件数目 N 及其能量和 E_Σ，开采面深度约500 ~ 700 m，在2.5 ~ 3 m高的长壁里，即在类似厚度层里(5.5 ~ 8.0 m)。图2.2给出事件数目 N 和它的能量 E_Σ，随距长壁软面的距离而变化情况，这两条曲线具有类似的特征，在长壁软面区达最高值。曲线 N 的极大值正好位于该软面处，而曲线 N 的极大值距长壁面约12 m处。这两条曲线也表明，沿煤层、软面的前方和背后，它们稳定地、几乎对称地下降。通过比较地震事件数目及能量分布的图像(图2.2)，计算随软面距离变化的垂直应力 σ 的理论值。所计算的应力是Gil（1991）对于岩体的滞弹性和塑性模型的解析解叠加。在约距长壁软面前面12 m处，E_Σ 和 σ 这两条曲

线的最大值之间具有良好的相关性，同时，沿长壁夹板和在该软面前面，它们也有类似的形态。

例 2 在例 1 计算了在整个大的长壁煤层数月的地震能量。因此，其能量曲线表示的是已平均了的地震活动性分布，而不能监视地震活动的当前改变。若地震能量分布与应力状态有关，那么应力的变化以及应力最大值与长壁软面两者间距离的改变，则也同样影响其能量分布。因此，能量分布特征的改变、相对于开采活动面与最大能量位置距离的改变，则意味着地震安全性状态的改变。图12.7给出Wujek煤矿地震事件数目N、灾变煤爆所

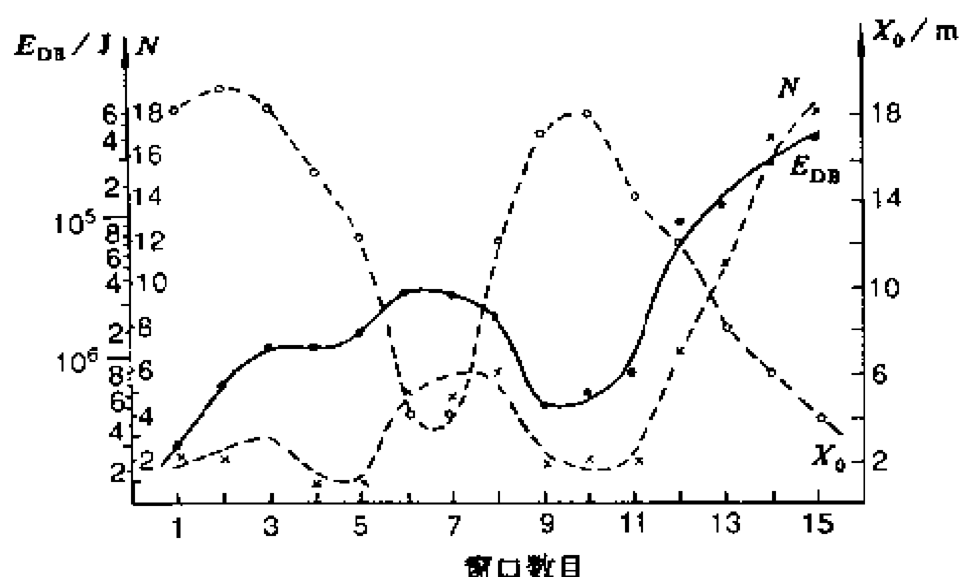


图 12.7 波兰 Wujek 煤矿地震事件数目 N、灾变煤爆释放能量 E_{DB} 和最大能量位置与长壁面距离 X_0 的关系曲线（Syrek 和 Kijko，1988，图 5）

释放的地震能量 E_{DB} 以及长壁 Ⅲ 号与开采软面间的距离 X_0，并且进行了比较（Syrek 和 Kijko，1988）。我们对长壁掘进 60 m 的周期内的地震事件作了分析，在壁层的连续 60 m 段上进行能量求和，某一段起点相对于上一段起点移动了 20 m。用该方法，得到在连续 60 m 窗口内每次移动 20 m 的一系列分布。在Ⅲ号长壁 1983～1984 年开采中采用水压注入法，此期间记录到了 194

个能量$\geqslant 10^4$J 的事件。在长壁掘进过程中，发生了两段时间的岩爆灾害，它们对开采工作带来了危险性。这两段时间在强事件(N)曲线上以及由灾变所释放的能量(E_{DB})曲线上均有很明显的标志。曲线 N、E_{DB}、X_0 可作为危险性状态的量度。在图 12.7 中，X_0 线与 E_{DB} 曲线和 N 比较，具有"对称性"特征。曲线 X_0 的最小值对应于曲线 E_{DB} 和 N 的最大值，这三条曲线的相关性是相当明显的。这里所描述的相关性，也意味着计算地震安全性状态的参数 X_0 具有最大值。

§12.6　不完整与不精确资料的统计

我们经常会碰到这样的情况，由于仪器的改变以及台站覆盖范围的改变，导致台网监测能力的改变，其结果是，在不同的时间段里的地震目录不同。这种地震目录依赖于时间的不完备性，不适宜用已有的程式对地震安全性作评估。在本节中，我们将描述这样一种程式，它将使用不完备、但有不同阈值的地震目录，并结合考虑地震震级测定的不确定性。该方法最初源于这种地震安全性评估，该评估是根据最大历史地震以及依赖于时间的仪器记录的完整地震事件目录文件（Kijko 和 Sellevoll，1989，1992）。计算地震安全性参数所提出的方法为最大似然法，这些参数包括最大的近震震级 m_{max}、地震活动速率 λ 以及古登堡-里克特关系式中的 b 值。

我们假定地震事件遵从泊松发生规律，其活动速率为 λ(式 12.32)，并采纳两端截取的古登堡-里克特分布式(12.14)、(12.15)，其中 m 的变化成为(m_{min}, m_{max})，而 m_{min} 即为大家所熟悉的震级阈值。所期望的地震活动参数为 $\theta(\beta,\lambda)$ 和 m_{max}。根据 Tinti 和 Mulargia（1985）的观点，我们假定所观测到的（视）震级的失真，是由一种独立的随机观测到的误差 ϵ 所引起的。若假定该误差具有标准偏差 σ 的正态分布，则其视震级的正态密度

与累积概率分别为（Kijko 和 Sellevoll，1992）

$$\tilde{f}(m \mid m_{\min},\sigma) = f(m \mid m_{\min},\sigma)/[1 - F(m_{\min} \mid m_{\min},\sigma)] \quad (12.65)$$

$$\tilde{F}(m \mid m_{\min},\sigma) = [F(m \mid m_{\min},\sigma) - F(m_{\min} \mid m_{\min},\sigma)]/[1 - F(m_{\min} \mid m_{\min},\sigma)] \quad (12.66)$$

其中 $$f(m \mid m_{\min},\sigma) = \beta A(m)/(A_1 - A_2)C(m \mid m_{\min},\sigma) \quad (12.67)$$

$$F(m \mid m_{\min},\sigma) = [A_1 - A(m)]/(A_1 - A_2)D(m \mid m_{\min},\sigma) \quad (12.68)$$

$$C(m \mid m_{\min},\sigma) = \frac{e^{\gamma^2}}{2}\left[\mathrm{erf}\left(\frac{m_{\max} - m}{\sqrt{2}\sigma} + \gamma\right) + \mathrm{erf}\left(\frac{m - m_{\min}}{\sqrt{2}\sigma} - \gamma\right)\right] \quad (12.69)$$

$$D(m \mid m_{\min},\sigma) = \left\{A_1\left[\mathrm{erf}\left(\frac{m - m_{\min}}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1\right] + A_2\left[\mathrm{erf}\left(\frac{m_{\max} - m}{\sqrt{2}\sigma}\right) - 1\right] - 2C(m \mid m_{\min},\sigma) \cdot A(m)\right\}/2[A_1 - A(m)] \quad (12.70)$$

式中，$A_1 = \exp(-\beta m_{\min})$、$A_2 = \exp(-\beta m_{\max})$ 和 $A(m) = \exp(-\beta m)$，$\mathrm{erf}(\cdot)$ 为误差函数（Abramowitz 和 Stegun，1970），$\gamma = \beta\sigma/\sqrt{2}$，$m \geqslant m_{\min}$。

可以证明，对于 m 在区间 $(m_{\min}, m_{\max})$ 内，相关函数 $C(m \mid m_{\min},\sigma)$ 可由等于 $\exp(\gamma^2)$ 的常量很好地近似，并且有

$$\lim_{\sigma\to 0} C(m \mid m_{\min},\sigma) = 1, \quad \lim_{\sigma\to 0} D(m \mid m_{\min},\sigma) = 1 \quad (12.71)$$

式（12.71）与我们的直观预期的结果完全一致，即对真实震级的随机误差扰动越小，则表观视震级分布 $f(m \mid m_{\min},\sigma)$ 和

$F(m \mid m_{\min},\sigma)$ 就越显得接近于 $f(m), F(m)$。

最后，我们所假定的在截断震级 $m_{\min}$ 以下密度函数变为零的这样一个模型，并不现实(实际上其转变是逐步发生的)，表观活动速率 $\tilde{\lambda}(m)$ 与"真实"活动速率 λ 两者关系取如下形式

$$\tilde{\lambda}(m) = \lambda(m)\frac{e^{\gamma^2}}{2}\left[1+\operatorname{erf}\left(\frac{(m_{\max}-m)}{\sqrt{2}\sigma}+\gamma\right)\right] \tag{12.72}$$

我们假定地震事件目录可分成 S 个子目录(图12.8)，它们中的每一个均有其自身的时间跨度T和已知的完整的起始震级。对每

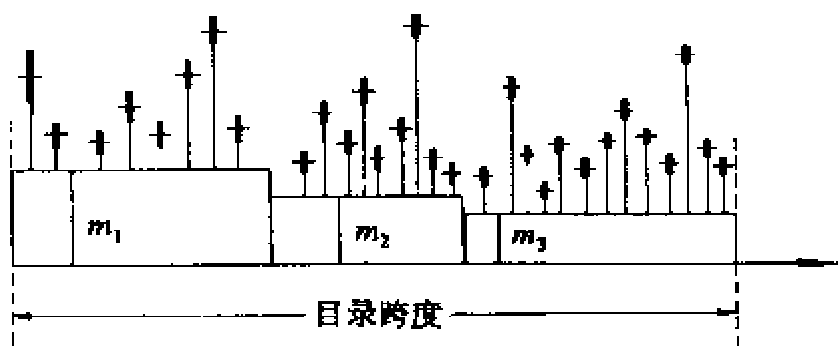


图 12.8 用文中介绍的方法获得地震安全性参数的数据情况。该方法可以把地震目录中有完整阈值和震级不确定的资料联合使用。它假定观测到的震级平均值为零、标准偏差为 σ 正态分布的随机变量所扭曲（用垂直线表示）

一个子目录 i，设 $\mathbf{x}_i = (x_{ij}, \sigma_{ij})$ 为视震级及其标准偏差($j=1, \cdots, n_i$)，这里为每一完备子目录中的地震数，若地震事件的大小与个数不相互依赖，则要寻找的参数 $\boldsymbol{\theta}$ 和 $L_i(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{x}_j)$ 的似然函数为 $L_\beta(\beta \mid \mathbf{x}_i)$ 和 $L_\lambda(\lambda \mid \mathbf{x}_i)$ 乘积，根据关系式（12.4)，有

$$L_\beta(\beta \mid \mathbf{x}_i) = \text{const}\prod_{j=1}^{n_i}\tilde{f}(x_{ij} \mid m_i, \sigma_{ij}) \tag{12.73}$$

同时根据每一单位时间里地震数为泊松随机变量的假定，$L_\lambda(\lambda \mid$

$\mathbf{x}_i$) 可定为

$$L_\lambda(\lambda \mid \mathbf{x}_i) = \text{const} \cdot \exp[-\tilde{\lambda}(m_{\min}^{(i)}) \cdot T_i][\lambda(m_{\min}^{(i)}) \cdot T_i]^{n_i} \tag{12.74}$$

这里，常数（const）为归一化因子，而表观活动速率由式(12.72)所定义，$\lambda(m_{\min}^{(i)}) = \lambda[1 - F(m_{\min}^{(i)} \mid m_{\min})]$，而 $m_{\min}$ 为震级的总阈值。该值选取的唯一条件是不能超过目录中任一部分的震级阈值。式(12.71)和(12.74)规定了每一个完备子目录 i 中($i = 1, \cdots, s$)搜索参数的似然函数，基于整个目录的联合似然函数可表示为

$$L(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{x}) = \prod_{i=1}^{s} L_i(\boldsymbol{\theta} \mid \mathbf{x}_i) \tag{12.75}$$

$\boldsymbol{\theta}$ 的最大似然计算即为似然函数(12.75)最大值 $\hat{\boldsymbol{\theta}}$。我们的似然函数并没有给出 $m_{\max}$ 的令人满意的评估结果，按照正统的观点，$m_{\max}$ 的最大似然计算，简化为所观测到的地震事件的最大的震级 $X_{\max}$。由此得出在 $m_{\max} \to \infty$ 时，似然函数(12.75)单调下降。通过引入一些附加条件或信息，可进行更为真实的 $m_{\max}$ 计算。

目前，一般不采纳计算最大震级 $m_{\max}$ 的方法，可由震级与各种构造、断层参数间的经验关系来计算（Wyss，1979；Singh 等，1980；Coppersmith 和 Youngs，1989），或者通过频度-震级曲线的外推，以及使用应变速率或地震矩释放速率来计算（Papastamatiou，1980；Anderson，1986）。McGarr 就是应用上述方法评估矿区地震事件的最大可能震级。$m_{\max}$ 值也可用统计方法进行评估（Yegulalp 和 Kuo，1974；Dargahi - Noubary，1983；Kijko 和 Sellevoll，1989，1992）。我们将描述用于评定 $m_{\max}$ 的两种统计方法，其中起关键作用的是最大观测震级 $X_{\max}$。

方法 1：在该方法中，$m_{\max}$ 评定的条件为基于均一分布的末端计算值的某些特征。很容易说明，若在范围$(0, a)$上随机变量 ξ 遵循均一分布，未知量 a 的无偏计算为（Eadie 等，1982）

$$\hat{a} = \frac{n+1}{n}\xi_{max} \tag{12.76}$$

式中 ξ_{max} 为观测值 ξ 的最大值，即 $\xi_{max} = \max(\xi_1, \cdots, \xi_n)$，$n$ 为观测数目。由于任意累积分布函数 $F(m)$ 的值在区间(0,1)内服从均一分布，那么由 $F(m)$ 代替 ξ，这里 $F(m)$ 为震级 m 的累积概率函数，可获得如下关系

$$1 = \frac{n+1}{n}F(X_{max}) \tag{12.77}$$

式中 X_{max} 为在目录中的最大观测震级。定 $F(m)$ 为双截断的古登堡-里克特震级公式(12.15)，$n = \lambda T$ 为活动率，这里 T 为目录的时间跨度，则最大可能震级可由下式给定

$$m_{max} = -\frac{1}{\beta}\ln\left\{A_1 - [A_1 - A(X_{max})]\frac{\lambda T + 1}{\lambda T}\right\} \tag{12.78}$$

式中 $A(X_{max}) = \exp(-\beta X_{max})$。式(12.78)与我们直觉期望的结果完全一致，即观测周期越长，所计算的最大可能震级 m_{max} 偏离最大观测震级 X_{max} 的就越小。

方法 2： 本方法中从条件

$$X_{max} = \text{EXPECTED}(X_{max} \mid T) \tag{12.79}$$

中获得评估 m_{max}，即最大的观测震级 X_{max} 等于 $\text{EXPECTED}(X_{max} \mid T)$，后者为在时间跨度为 T 的目录中预测的最大震级。在应用地震矩生成函数之后，在时间 T 内预测的最大震级由下式给定(Kijko 和 Sellevoll，1989)

$$\text{EXPECTED}(X_{max} \mid T) = m_{max} - \frac{E_1(Tz_2) - E(Tz_1)}{\beta\exp(-Tz_2)} - m_{min}\exp(-\lambda T) \tag{12.80}$$

式中，$z_i = -\lambda A_i/(A_2 - A_1)$，$E_1(\cdot)$ 为指数积分函数(Abramowitz 和 Stegun，1970)，有

$$E_1(x) = \int_x^{\infty}\exp(-\zeta)/\zeta \mathrm{d}\zeta \tag{12.81}$$

因为对绝大多数实际地震数据的 $Tz_1 > 1, Tz_2 > 1, E_1(z)$ 可近

似为

$$E_1(x) = \frac{1}{x}\exp(-x)\frac{x^2 + a_1 x + a_2}{x^2 + b_1 x + b_2} \qquad (12.82)$$

式中 $a_1 = 2.334733, a_2 = 0.250621, b_1 = 3.330657, b_2 = 1.681534$。公式(12.82)为$1 \leqslant x \leqslant \infty$时最大误差为$5\times10^{-5}$的指数积分函数的近似。将式（12.79）代入式（12.75），可得到的确定最大似然解的方程组，它们可通过迭代方法来求解。

作为一个例子，我们将描述南非 Klerksdorp 金矿开采区的地震安全性参数的计算。Klerksdorp 金矿区覆盖面积约 300 km^2，其开采区平均在距地表 2.3 km 的深度。这意味着，大约需要监测约 500 km^3 岩石的地震活动性（Gay 等，1984；Heever，1984；Scheepers，1984）。该矿区的开采始于 1886 年，但大规模开采始于 1952 年。几年里没有遇到大的地震活动。但当开采越深，则与开采有关的地震事件开始发生。随其伤亡程度的发展，在 1969 年决定建立一个监测地震活动性的永久机构。

由此开始，南非开采研究室与该地区的四个矿合作，在 1971 年建立了一个区域地震台网。自 1971 年以来台网明显扩充，至 1989 年初，已建立 30 个工作站覆盖约 250 km^2 的面积。至 1989 年，深一步的分析工作仍局限于模拟技术记录系统。面对这一事实，并随地震监测系统技术的发展，这四个矿区在 1989 年实现了地震设备的更新换代。这一套新系统为集成地震系统（ISS），这是一个实现地震与非地震数据采集与处理的完全数字化的地震台网（Mendecki，1990）。

我们在研究中使用的地震事件目录由 Glazer（1991）进行了汇总和均一震级处理。该目录可划分成三个部分，第一部分包括 $n_1 = 514$ 个地震，时间段为 1972 年 1 月 1 日至 1984 年 12 月 31 日，其完备阈值为近震震级 $m_{\min}^{(1)} = 3.0$，在此阈值及其之上的地震目录是完整的；第二部分包括 $n_2 = 522$ 个地震，时间段为 1985 年 1 月 1 日至 1990 年 8 月 30 日，其阈值为 $m_{\min}^{(2)} = 2.7$；最后一

部分包括 $n_3 = 523$ 个地震，时间段为 1990 年 9 月 1 日至 1991 年 12 月 31 日，其震级完备性阈值为 $m_{min}^{(3)} = 2.5$。我们可确定每一部分数据的震级标准差分别为 $\sigma_1 = 0.3, \sigma_2 = 0.2, \sigma_3 = 0.1$。假定所观测到最大的近震震级 X_{max} 为 5.0 级。采用参数 β 和 λ 的计算方法，并由式(12.78) 确定 m_{max}。给出了如下结果：$\hat{\beta} = 2.90 \pm 0.07, \hat{\lambda} = 692.8 \pm 35.1$（对于 $m_{min} = 2.0$），$\hat{m}_{max} = 5.19 \pm 0.15$。图 12.9 给出所讨论地区和给定震级的地震事件的平均复发周期。

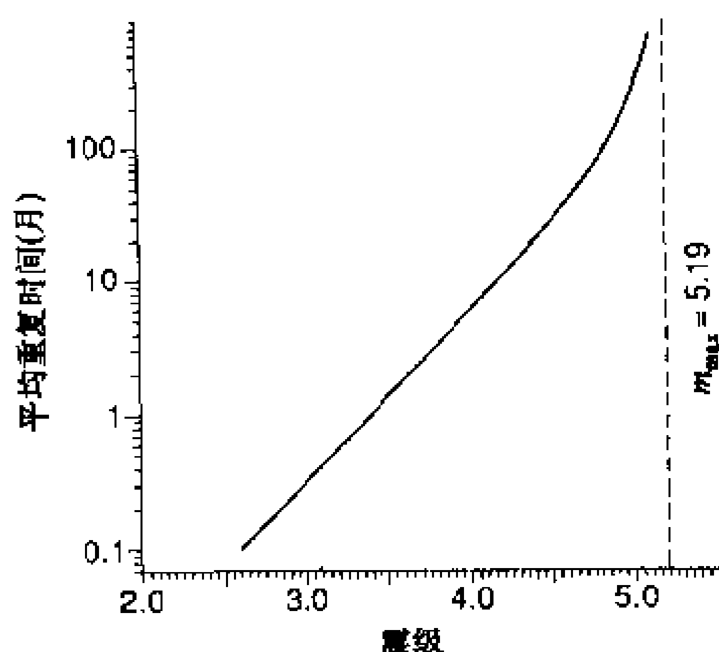


图 12.9 南非 Klerksdorp 金矿区平均复发周期

值得注意的有趣结果是，由（12.79）代替（12.78），在此条件下，可给出的如下结果：$\hat{\beta} = 2.90 \pm 0.07, \hat{\lambda} = 692.7 \pm 35.1$（对于 $m_{min} = 2.0$），$\hat{m}_{max} = 5.16 \pm 0.15$，这与第一种方法所计算的结果仅有微小的差异。

第十三章　大地震事件的预测与预防

在十二章中，我们叙述了用于矿山震动预测的许多统计方法，这些方法建立在给定地区地震事件时空分布的统计分析基础上。约在20年前，地震预测就成为全球地震学家的一项主要任务。其结果，地震学家以很大的力量投入震源机制的研究工作。显然，每一次地震的震源机制是不同的，尚未找到或选定一些参数来确切描述震源特性的一般规律。但在岩爆和矿震研究中，却可应用由给定的开采条件与地质环境决定的震源性质。

地震预报通常是指对发生的地震在地点、大小和时间上的准确预测，一般分为三个阶段，即长期、中期和短临预报(Scholz，1990)。第一阶段是指对未来数年乃至数十年的预报；第二阶段为对未来数周至数年的预报；而第三阶段是指对未来数周至数小时的预报。长期预报通常定义为在一给定断层段上的地震重现时间，并且预测从上一次已知地震时间至下一次发震的大致时间。根据地震轮回的重复性，这是地震过程的一个首要特征，长期预报的问题似乎可以得到很好确立，在这方面已有大量的方法发表（Scholz，1990)。然而，Kagan 和 Jackson（1991）最近否定了地震空区假说，即否定在一较长平静期后潜在的地震活动要增加。他们认为，最近的10～15年间的资料表明，现今有地震活动的区域，比一般地区的地震危险区要大，且历史强震资料并不支持地震空区模式。

中、短临地震预报取决于对各种前兆现象的识别，这些前兆显示应力积累过程已达到很高水平。还没有找到与地震一一对应的可靠前兆现象。虽然有资料表明地震前兆的存在，但难以识别普遍可接收的前兆信号。Wyss（1991）最近给出国际地震学与

地球内部物理学协会（IASPEI）执行计划中有关地震前兆评定要求的最初结果。对于 IASPEI 正在汇编的最初登录的 28 个重要前兆，仅有 3 次得到公认。该研究计划的目的就是要确定可一致认同的、真实的前兆现象，以便用于地震预报的研究。某些研究者相信有数百个前兆例证存在，而另一些人则完全否认前兆资料的存在，在这这种情况下，该评定具有重要的实践意义。

§13.1 前兆现象

和天然地震一样，与矿山地震相关的可靠的前兆现象也难以找到。在本节中，简要描述在矿井中地震和诱发地震事件的各种前兆现象，尽管它们中可能还存在一些未被剔除的虚假成分。

最常见的地震前兆报道，都谈到了地震活动性图像。这可能是由于地震活动性可进行常规监测，并且可构成一组最大的数据组以用于对前兆资料的检验（Scholz，1990）。地震轮回，指在一特定断层带上两个大震之间的时间间隔，它伴随着出现地震活动性的特征图像。主震之后有余震序列，该序列一直衰减到平静的震后时间段，并延伸到整个破裂带地区，该系列约占重复周期的 50%～70%。其后在地震活动背景上有增加，然后有时出现中期的平静。在短暂的前震之后，随即发生主震，这些前震一般发生在主震震中附近。往往在最后破裂之前，能观测到前震活动会有明显的减少。

这种类型的活动性图像已报道过多次。其中最为显著的例子，是 1978 年墨西哥 Oaxaca 地震（$M=7.8$），根据地震活动的平静特性作出成功的预报（Ohtake 等，1977，1981）。作为 IASPEI预审清单中的三个重要前兆之一（Wyss，1991），强余震之前的地震平静，是由Matsu'ura（1986）报告的。她研究了日本一些大的浅源地震的余震。大震引起其自身的余震序列，且在其之前有一个地震平静过程，该过程表现为 Omori 修正公式所

描述的地震发生率有明显减少。随后，在大地震发生前，地震活动性回复到正常水平。一般来说，地震平静期的证实需要有严格的统计检验，而这又是一个有争议的话题。

声发射监测是在矿区用得时间最久和最广泛的技术（Hardy，1981；1984），并且我们确信该技术可提供研究岩爆的重要征兆（Brady，1977；Brink 和 Mountford，1984；Leighton，1984；Rudajev 等，1985；Zavyalov 和 Sobolev，1988；Calder 等，1990）。在 1938 年 Michigan 深铜矿中的矿柱地震活动性研究中（Bolstad，1990），证明了岩石应力状态与微震事件发生率之间的关系。由此假设：微震活动性与岩石断裂之间存在着某种关系。然而，今日有关微震技术的主要问题是其可靠性问题。尽管在岩爆发生之前，微震事件数迅速上升，但有时可识别的图像造成虚假报警，有时岩爆频频发生时，却又无任何报警信号（Leighton，1984；Bolstad，1990）。声发射技术的经典形式，是根据声脉冲计数和它们的累积能量。对微震事件的波形分析，有可能为岩爆灾害提供更多的指标。

前震是地震前最明显的前兆现象。中国海城 1975 地震的成功预报，就是由于有前震发生（Wu 等，1978）。这是 IASPEI 预审清单中将其列为首位重要前兆而被公认的理由（Wyss，1991）。前震活动的变化极大，其情况各有不同，从单一事件到震群均有，除前震总是很小以外，尚未发现最大前震的大小与主震的大小之间有什么关系（Jones 和 Molnar，1979）。前震用于地震预报的主要困难在于，一个给定地区，对其他地区地震的相似性问题。到目前为止，我们所认识的唯一差异是，前震序列中频度-震级关系的 b 值，比余震或其他地震的 b 值小的这一特征（Suyehiro，1966）。

也常见到震前地壳形变异常的报告，这些观测大多来自单个的应变仪和倾斜仪报告，因此，其困难在于，确定它们是局部场地效应，还是具有更广泛的区域特征。但是，Mogi（1985）和

Scholz（1990）采用了区域范围的常规大地测量资料，讨论了两个最具代表性的例子。它们是1964年日本的新潟地震（$M=7.5$）以及1983年的日本海地震（$M=7.7$）。沿本州海岸的重复水准测量表明，围绕新潟地震破裂区的广大地区在地震前5年迅速隆起。1983年地震前的异常地壳运动与新潟的情况非常相似，在震前约5年时间里观测到有数厘米的大范围隆起。但要注意的是，提名为IASPEI重要前兆预审清单中的5项未得到肯定，这些项目描述了日本三次大震前的地壳运动、应变和倾斜的变化，其中包括1983年的日本海地震。

波兰Lubin矿1977年3月24日4.5级矿山地震前，在距震中3～4 m的地方，在三分向应变计上观测到始于1977年1月的地壳表面的水平异常形变（Gibowicz等，1979）。所观测到的水平应变变化图像表明，至少在发生矿山地震前3个月震源区就开始积聚应力，而且应力积聚区的范围要比震源区大得多。在波兰Rudna铜矿钻孔中的垂直与水平形变测量表明，在有采矿顶板和矿柱的特殊条件下，所计算的垂直应力变化不仅与局部应力场相关，而且对应着即将来临的地震事件，与应力在一定距离上的变化有关（Siewierski等，1989a，1989b）。在早期的形变测量期间，至少观测到六个强岩爆中的三个，在震前有明显的应力增加。

Fajklewicz倡导把微重力测量用于矿山的地震预报（Fajklewicz和Jakiel，1989）。在波兰上西里西亚的Pstrowski煤矿所进行的两年微重力测量表明，微重力微异常的变化呈现规则图形。在60～100 m半径范围内，呈现局部负的微异常变化，与矿山地震有关。我们确信，微重力异常随时间的区域性变化，是整个调查区域弹性应变发展的一种信号，而且正向所积累的应变能将剧烈释放的地区逼近（Fajklewicz和Jakiel，1989）。

地震波传播异常是另一类前兆现象。Semenov（1969）首先研究了在地震传播中的异常前兆变化。他发现，在独联体的塔吉

克斯坦的 Garm 附近，在一系列地震前，压缩波与剪切波的波速比 V_P/V_S 下降。纽约兰山湖的三个小震进一步证实了这个结论（Aggarwal 等，1973）。人们发现围绕破裂，波速比 V_P/V_S 下降 10%～15%，而在地震前夕，又恢复正常。这些观测结果，导致地震前兆扩容理论的提出，我们将在下一节中讨论。其后发表了大量有关速度前兆变化的论文（McEvilly 和 Johnson，1974；Kanamori 和 Hadley，1975；Mogi，1985）。但在一些地震发生前，地震波速的精确测量并未显示出前兆变化信息，使得最初的扩容模型失去支持，一些更早期的观测结果受到批评。

一种更好的方法是对剪切尾波（第八章中所描述的）的采集数据进行定量的研究（Aki，1985；Sato，1988）。通常，尾波 Q^{-1} 值的观测表明，在大地震前，在包括地震破裂区的一个实体内，散射和衰减会增加（Novelo - Casanova 等，1985；Jin 和 Aki，1986；Peng 等，1987；Tsukuda，1988，Su 和 Aki，1990），然而，关于其响应特性、可能的物理机制，或者对它们的存在是一种前兆现象，还是与之相反的同震效应，这在研究者中还缺乏一致的观点（Sato，1988）。虽然裂隙密度随时间而变，且影响尾波 Q^{-1} 变化的概念似乎是合理的，但用于测定这些变化的方法距这个概念的确立尚很遥远［见 IASPEI 专家小组的评议，Wyss（1991）］。显然，报告中所提出的尾波 Q^{-1} 变化，似乎包含尾波 Q^{-1} 的空间变化，或者由于震源机制的改变所引起的 S 波特性的差异，或由于入射角的变化所引起的 S 波特性的不同。由此，两项作为前兆现象的尾波 Q^{-1} 变化的提名，未被 IASPEI 当作重要前兆预审清单所接受，尽管鉴定小组认为关于尾波 Q^{-1} 前兆问题确实值得继续研究。

来自南非有关回采面环境中尾波分析的报告（Cichowicz 和 Green，1989）给出品质因子 Q 计算的一个有趣的结果。在西部（Western Deep Levels）金矿，在掘进面前面正巧发生了矿山微震，由其尾波分析估计出由回采面诱发的破裂带的大小。发现在

距回采面约 15～20 m 的距离，含破裂岩石的岩体占很大比例，同时发现，带内的品质因子比带外要小约 5 倍。Cichowicz 和 Green（1989）希望能确定，这样的破裂观测结果是否可能与岩爆发生的或然性有关。

在第七章中叙述的横波分裂，是地震波传播中的另一种异常，它可能作为大地震的一种前兆。横波分裂是因为在地壳的大多数岩石中，有充满流体的裂隙作应力调整，当波传播通过时造成的，它构成了扩容各向异性，或叫作 EDA（Crampin，1987a)。我们期望在地震前，应力的任何改变的瞬间效应都将修改 EDA 裂隙的几何形态，因而将改变横波分裂的特性。由此我们可以设想，通过分析横波分裂，可监视地震前的应力变化(Crampin，1987a)。值得一提的是，该假说（Crampin 等，1991）已得到了南加利福尼亚北 Palm Springs 地震（M = 6.0，1986）前后的横波分裂变化观测结果的证实，这可以解释为应力诱发 EDA－裂隙几何形态的变化（Peacock 等，1988；Crampin 等，1990)。在 1984 年 Enola 小地震前后（Booth 等，1990)，以及在 1982 年 Cornwall 的 Rosemanowes Quarry 地热项目的水压致裂前后（Crampin 和 Booth，1989)，也观测到了类似的效应。然而，如何测定和使用横波分裂的讨论仍在进行之中（Aster 等，1990)。横波分裂作为地震的一种前兆的提名，没有被 IASPEI 接受列入重要前兆预审清单（Wyss，1991)。由于所观测的证据不足，并且现有资料难以满足选取准则，因此，专家鉴定小组没有确认这一前兆的存在。但专家小组认为，重要的是继续研究这一问题，因为裂隙密度与走向可随时间而变化，并且剪切波有一延迟的偏振变化，这一观点似乎是合理的。

曾有报告，在独联体、中国、日本和美国的一系列地震前，有岩石电阻率异常，有时有岩石的磁场和电磁场的变化异常出现[见 Mogi，1985 年的综述]。往往在地震前数月存在有典型的电阻率下降。最可靠的情况之一是中国唐山地震（M = 7.8)，在若

干地点观测到了异常，尽管这一类型的若干前兆得到提名，但均不适合于IASPEI重要前兆预审清单的选取标准（Wyss，1991）。

连续监测电阻率变化对矿区应力场变化及地震事件发生的分析，似乎是一种有前途的手段。Stopinski等人在波兰Lubin铜矿进行观测，提供的初步评定表明，电阻率水平对应于无震、可能的地震及其地震应力状态（Stopinski和Dmowska，1984）。测量表明，伴随着矿山地震的临近，以及紧随着爆破和顶板分离之后，电阻率的图像特征发生变化。

有报告说，地震发生前出现地下水、油或气体的压力、流速以及化学成分发生变化。Roeloffs（1988）综述了地下流体前兆，其中观测到水位的变化。Ulomov和Mavashev（1971）报道了第一例地球化学前兆，即是1966年乌兹别克斯坦塔什干$M=5.5$级地震，在其附近的一口井中氡含量的变化情况。在地震前一年观测到该井水氡含量至少增加了3倍。Wakita等（1988）叙述了一系列水氡观测结果。日本对地下水氡浓度进行连续监测，显示出氡浓度下降的短期异常，对应了1978年$M=7.0$的伊豆-大岛-近畿地震，该地震靠近监测台站；但在另一些情况下，却没有观测到异常变化（Wakita等，1988）。在伊豆-大岛-近畿地震前，氡异常与附近其他有关水的水位、水温、流速的变化是一致的。该水氡浓度下降作为一个前兆现象，被IASPEI的重要前兆预审清单所接受（Wyss，1991）。Thomas（1988）综述了地球化学前兆及其他的可能机制。其机制之一是，由裂隙引起反应面面积的增加。

有许多报告把氡气辐射作为地震前兆。为了验证其用于岩爆前兆的可能性，在南非的两个金矿中进行了氡含量监测（McDonald，1984）。尽管在地下监测氡所遇到的一个主要问题是受不稳定排风的影响，但可测出氡气辐射的涨落，在少数情况下与地震活动性有关。

§13.2 扩容模型

岩石破裂前的扩容理论，任何地震前兆观象的讨论中都起到重要作用。在形变过程中许多固体表现为体积的膨胀。“扩容”一词最初是指因为形变造成晶粒物质体积的增加。该词一般用于描述在偏应力作用下体积的增加（Scholz，1990）。Brace等（1966）解释扩容是岩石内充满微裂隙的发展所引起的，同时伴有孔隙空间的增加。对于地震预报，扩容的重要性在于它在测量地壳物理性质方面的作用。

有两种扩容模型：体积扩容模型与断裂带扩容模型，Scholz（1990）对此作了一定程度的描述，我们将简述如下：在体积扩容模型中，假设扩容是发生在断层周围的岩体中，而断裂带扩容模型，则假定扩容仅发生在断裂带自身内。

已知的最佳体积扩容模型，是由Nur（1972）提出、由Whitcomb等（1973）推广发展的。假设扩容发生在将要发生破裂的破裂带周围的受力体内，且加速发展。该模型如图13.1所示（引自Scholz等，1973），这里，扩容-扩散模型预测了各种现象，并且给出其依次发展的各个阶段。阶段Ⅰ，扩容速率随应力增加而增加，随后，扩容速率变化如此之高，以致孔隙流体的扩散不足以能保持孔隙压力。这就导致了第Ⅱ阶段中的扩容硬化，即暂时强化断层，同时抑制了进一步的扩容。第Ⅲ阶段，孔隙压力通过流体扩散面得到重建，随后即为第Ⅳ阶段的破裂。在第Ⅴ阶段，在地震之后，扩容得到恢复。

一系列事件的实测量清楚地表明，岩石的弹性性质是流体静压力的函数，但通过对一些地震的地震波速度前兆异常的观测，才引发它在地震中的应用。对于饱和岩石，实验预测，在低压力情况下，P波速度将远大于干岩石，而S波速度却与干岩石无多大差别。当压力增加时，孔隙流体可能流走，受力岩体中的裂隙

与孔隙则将逐渐闭合，P 波与 S 波的波速度将上升，并且将接近于干岩石的值。在另一种情况下，当压力增加时，孔隙流体仍保留在岩体中，而 P 波与 S 波速度逐步上升，我们可预测这是岩石固有性质与扩容孔隙流体发生变化的结果。

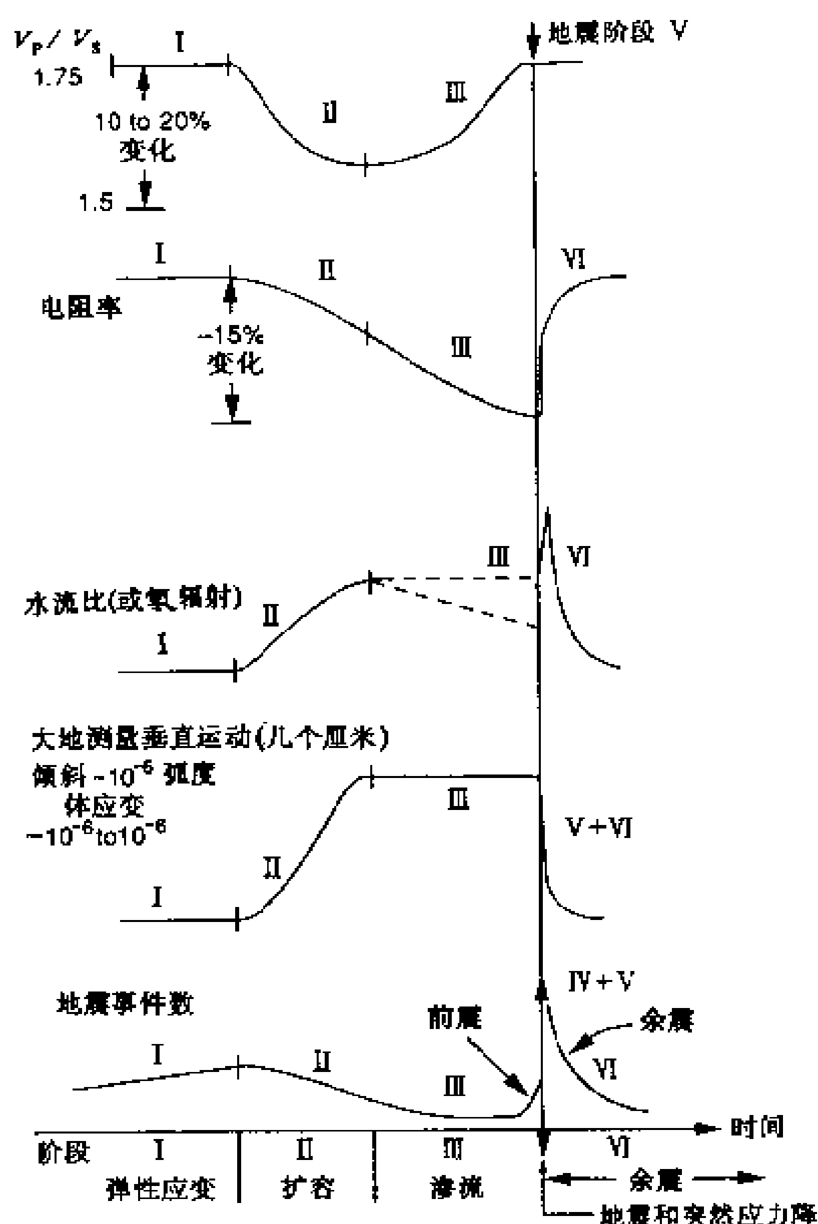


图 13.1　扩容－扩散模型预测各种前兆现象的阶段性

（C.H.Scholz, L.R.Sykes, Y.P.Aggarwal, 1973, 图 1）

一旦以速度异常建立起扩容流程，则就可通过扩容-扩散模型（图 13.1）来预测其他类型的前兆现象。该模型也可预测前兆持续时间与扩容区体积间的关系。反过来说，若扩容与将发生的地震的大小成正比，那么就可建立起一个前兆时间-震级关系，图 13.2 给出了这样的关系（Scholz 等，1973）。为解释这一关系，Scholz 等（1873）指出，前兆持续时间受流体扩散控制。扩容-扩散模型的真实性依赖于这个假定，即震源附近的应力能引起岩石在地震前发生扩容，并且地壳中所有的水能达到我们所考虑的深度。并且在相对短的时间里，在地壳条件下，岩石的渗透性可以使得水能扩散到扩容震区内。

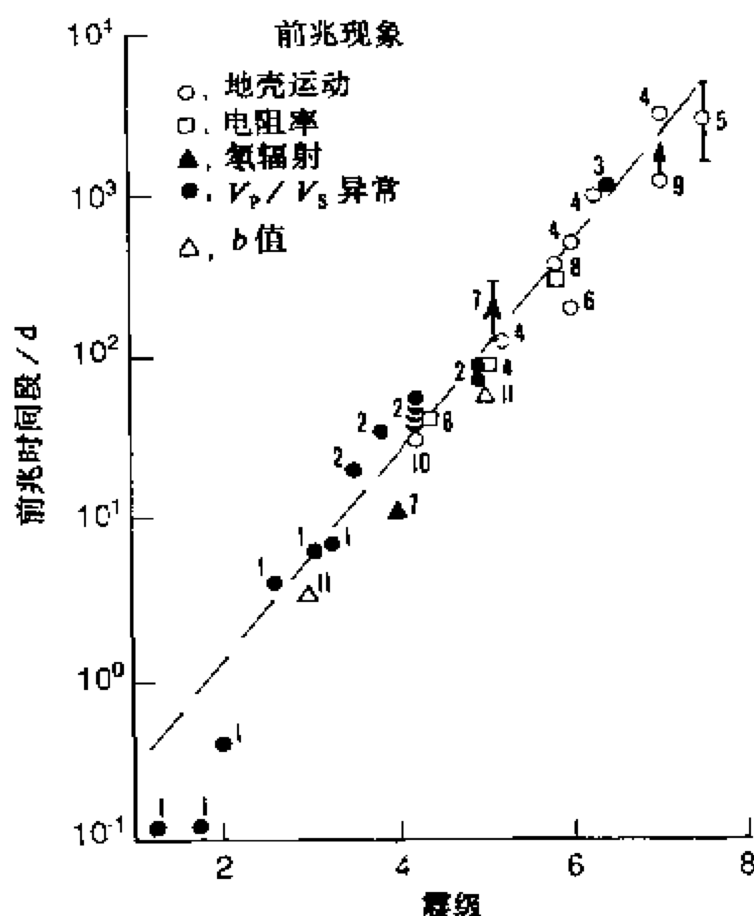


图 13.2　前兆时间与地震震级的经验关系。通过数据点的拟合直线与受扩散控制的前兆时间相一致（C.H.Scholz，L.R.Sykes 和 Y.P.Aggarwal，1973，图 2）

另一个扩容模式，为 Mjachkin 等（1975）所描述的干发生扩容模型。在该模型中，假设阶段Ⅱ和Ⅲ，主要是由扩容的局部化与应力下降所产生的结果，它远大于扩容-扩散模型中孔隙压力所产生的结果。Rice（1983）和 Rudincki（1988）综述了断裂带扩容模型。该扩容模型的一个缺陷是，在实验室的实验条件中，当应力小于破裂强度约一半时，就观测不到扩容。而这一应力远大于摩擦强度。然而，在地质尺度条件下，破裂强度远小于实验室中的测定值，而摩擦强度与实验室测定大致相同。因此，我们将寄希望，在相对于摩擦强度更低的应力状态下发生扩容(Scholz，1990)。

§13.3 预　　防

与天然地震的预防不同，在矿区对大震事件（通常是指岩爆）的预防，或者更准确地说是降低其剧烈程度，这是有可能的。这可能通过改变岩石的物理特性以防止应变能量的存贮，或通过改变开采操作以控制临界点的应力集中，这两个方面来达到目的。通过开采过程中的卸载以及掘进过程中进行预处理实现岩体应力调整（Bolstad，1990）。在开采之前，卸载与岩石预处理的最普遍的方法是，采用各种各样技术手段进行爆破（Board 和 Fairhurst，1983；Blake，1984；Rorke 和 Brummer，1990）。具有滑冲特征的水压注入在许多矿区可以应用（Brady，1990），而在另一些矿区，则可应用卸载钻探（Will，1984）。

改变开采流程以控制应力集中，包括有：调整开采工作面次序以控制矿井几何形态，进行最后一班爆破以触发应力释放，控制掘进以满足应变能逐渐释放，采取主动式与被动式支撑系统以限制岩爆事件危害（Bolstad，1990）。在南非金矿为减少采空区交汇，引入稳定性支撑，已降低总的地震活动性，并降低岩爆的发生（McGarr 和 Wiebols，1977；Deliac 和 Gay，1984；Ortlepp

和 Spottiswoode，1984；Lenhardt，1990；Lenhardt 和 Hagan，1990）。

在矿山地震活动性和岩石力学研究中，发展和改进旨在减少地震活动性的矿井设计方法，是主要问题之一。深层矿井中的累积地震矩与采空区的弹性汇聚体积有关（McGarr，1976；McGarr 和 Wiebols，1977）。换言之，体积闭合与能量释放的空间速率密切关联。在南非，用来设计矿井布局以降低深矿井地震活动性，最为广泛采用的一个参数是能量释放率（Spottiswoode，1990）。在弹性条件下，虽然可毫不费力地计算体积闭合与能量释放率，但几乎不能提供岩体中的非弹性效应的信息，诸如破裂的分布或者破碎岩体的特性。因而，发生在地质断层上的矿山地震，可根据极限剪应力，对滑动之前，在断层面上应力超过摩擦阻力的过程进行模拟（Napier，1987；Ryder，1987）。最近，由 Spottiswoode（1990）所提出的极限剪应力类型的另一种模拟，称作体积极限剪切应力法，这在深矿井非弹性岩石形变的三维模拟工作方面，向前迈出了一步。

参考文献

Abramowitz, M., and Stegun, I. A. (1970) *Handbook of Mathematical Functions*, 9th ed., Dover, New York.

Aggarwal, Y. P., Sykes, L. R., Simpson, D. W., and Richards, P. G. (1973). Spatial and temporal variations of t_s/t_p and in P wave residuals at Blue Mountain Lake, New York: Application to earthquake prediction. *J. Geophys. Res.* **80**, 718–732.

Aki, K. (1965). Maximum likelihood estimate of b in the formula $\log N = a - bM$ and its confidence limits. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **43**, 237–239.

Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum *J. Geophys. Res.* **72**, 1217–1231.

Aki, K. (1969). Analysis of the seismic coda of local earthquakes as scattered waves *J Geophys. Res.* **74**, 615–631.

Aki, K. (1979). Characterization of barriers on an earthquake fault. *J. Geophys. Res.* **84**, 6140–6148.

Aki, K. (1980a). Attenuation of shear waves in the lithosphere for frequencies from 0.05 to 25 Hz. *Phys. Earth Planet. Interiors* **21**, 50–60.

Aki, K. (1980b). Scattering and attenuation of shear waves in the lithosphere. *J. Geophys. Res.* **85**, 6496–6504.

Aki, K. (1981a). A probabilistic synthesis of precursory phenomena. In *Earthquake Prediction—an International Review* (D. W. Simpson and P. G. Richards, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 4, pp. 566–574, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Aki, K. (1981b). Source and scattering effects on the spectra of small local earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 1687–1700.

Aki, K. (1984). Asperities, barriers, characteristic earthquakes and strong motion prediction. *J. Geophys. Res.* **89**, 5867–5872.

Aki, K. (1985). Theory of earthquake prediction with special references to monitoring of the quality factor of lithosphere by coda method. *Earthq. Predict. Res.* 3, 219–230.

Aki, K. (1987). Magnitude–frequency relation for small earthquakes: A clue to the origin of f_{max} of large earthquakes. *J. Geophys. Res.* **92**, 1349–1355.

Aki, K. (1988). Physical theory of earthquakes. In *Seismic Hazard in Mediterranean Regions* (J. Bonnin, M. Cara, A. Cisternas, and R. Fantechi, eds.), pp. 3–33, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Aki, K., and Chouet, B. (1975). Origin of coda waves: Source, attenuation and scattering effects. *J. Geophys. Res.* **80**, 3322–3342.

Aki, K., and Lee, W. H. K. (1976). Determination of three-dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P arrival times from local earthquakes, 1. A homogeneous initial model *J. Geophys. Res.* **81**, 4381–4399.

Aki, K., and Richards, P. G. (1980). *Quantitative Seismology Theory and Methods*, Freeman, San Francisco.

Aki, K., Christofferson, A., and Husebye, E. S. (1977). Determination of the three dimensional seismic structure of the lithosphere. *J. Geophys. Res.* **82**, 277-296.

Al-Saigh, N. H., and Kusznir, N. J. (1987). Some observations on the influence of faults in mining-induced seismicity. *Eng. Geol.* **23**, 277-289.

Anderson, D. L., Minster, B., and Cole, D. (1974). The effect of oriented cracks on seismic velocities. *J. Geophys. Res.* **79**, 4011-4015.

Anderson, J. G. (1982). Revised estimates for probabilities of earthquakes following observations of unreliable precursors. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 879-888.

Anderson, J. G. (1986). Seismic strain rates in the central and eastern United States. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 273-290.

Anderson, J. G., and Hough, S. E. (1984). A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1969-1993.

Andrews, D. J. (1976). Rupture velocity of plane shear cracks. *J. Geophys. Res.* **81**, 5679-5687.

Andrews, D. J. (1985). Dynamic plain-strain shear rupture with a slip-weakening friction law calculated by a boundary integral method. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1-21.

Andrews, D. J. (1986). Objective determination of source parameters and similarity of earthquakes of different size. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 259-267, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Anonymous (1981). *Catalog of rockbursts in the USSR mines (1973-1980)*, VNIMI, Leningrad (in Russian).

Antsyferov, M. S., ed. (1966). *Seismo-Acoustic Methods in Mining*. Consultants Bureau, New York.

Archuleta, R. J. (1986). Downhole recordings of seismic radiation. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 319-329, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Archuleta, R. J., and Day, S. M. (1980). Dynamic rupture in a layered medium: The 1966 Parkfield earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 671-689.

Archuleta, R. J., and Frazier, G. A. (1978). Three-dimensional numerical simulations of dynamic faulting in a half-space. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 573-598.

Archuleta, R. J., Cranswick, E., Mueller, C., and Spudich, P. (1982). Source parameters of the 1980 Mammoth Lakes, California earthquake sequence. *J. Geophys. Res.* **87**, 4595-4607.

Aster, R. C., Shearer, P. M., and Berger, J. (1990). Quantitative measurements of shear wave polarizations at the Anza seismic network, southern California: Implications for shear wave splitting and earthquake prediction. *J. Geophys. Res.* **95**, 12, 449-12, 473.

Atkinson, B. K., ed. (1987a). *Fracture Mechanics of Rock*, Academic Press, London.

Atkinson, B. K. (1987b). Introduction to fracture mechanics and its geophysical applications. In *Fracture Mechanics* (B. K. Atkinson, ed.), pp. 1-26. Academic Press, London.

Aviles, C. A., Scholz, C. H., and Boatwright, J. (1987). Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas Fault. *J. Geophys. Res.* **92**, 331-344.

Babich, V. M., and Alekseev, A. S. (1958). A ray method of computing wave front intensities. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Geofiz.* **1**, 17-31 (in Russian).

Backus, G. E. (1965). Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans. *J. Geophys. Res.* **70**, 3429-3439.

Backus, G. E. (1977a). Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **51**, 1-25.

Backus, G. E. (1977b). Seismic sources with observable glut moments of spatial degree two. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **51**, 27-45.

Backus, G. E., and Mulcahy, M. (1976). Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources. I. Continuous displacements. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **46**, 341-371.

Bakun, W. H. (1984). Seismic moments, local magnitudes, and coda-duration magnitudes for earthquakes in central California. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 439–458.

Bakun, W. H., and McEvilly, T. V. (1979). Are foreshocks distinctive? Evidence from the 1966 Parkfield and the 1975 Oroville, California sequences. *Bull. Seism. Soc. Am.* 69, 1027–1038.

Barenblatt, G. I. (1962). The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Adv. Appl. Mech.* 7, 55–80.

Barker, J. S., and Langston, C. A. (1982). Moment tensor inversion of complex earthquakes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **68**, 777–803.

Bates, R. H. J., and McKinnon, G. C. (1979). Towards improving images in ultrasonic transmission tomography. *Austr. Phys. Sci. Med.* **2**, 134–140.

Båth, M. (1984). Rockburst seismology. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 7–15, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Beck, S. L., and Ruff, L. J. (1984). The rupture process of the great 1979 Colombia earthquake: Evidence for the asperity model. *J. Geophys. Res.* **89**, 9281–9291.

Behera, P. K. (1990). Ultradeep mining problems in Kolar gold mines. In *Rock at Great Depth* (V. Maury and D. Fourmantraux, eds.), pp. 687–694, Balkema, Rotterdam

Bender, B. (1983). Maximum likelihood estimation of *b* values for magnitude grouped data. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 831–851.

Bender, B. (1987). Effects of observational errors in relating magnitude scales and fitting the Gutenberg-Richter parameter β. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1400–1428.

Benjamin, J. R., and Cornell, C. A. (1970). *Probability, Statistics, and Decision for Civil Engineers*, McGraw-Hill, New York.

Ben-Menahem, A. (1961). Radiation of seismic surface waves from finite moving sources. *Bull. Seism. Soc. Am.* **51**, 401–435.

Ben-Menahem, A., and Singh, S. J. (1981). *Seismic Waves and Sources*, Springer-Verlag, New York.

Bernard, P., and Madariaga, R. (1984). A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 539–557.

Beroza, G. C. (1991). Near-source modeling of the Loma Prieta earthquake: Evidence for heterogeneous slip and implications for earthquake hazard. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1603–1621.

Bicknell, J., and McGarr, A. (1990). Underground recordings of mine tremors—implications for earthquake source scaling. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 109–114, Balkema, Rotterdam.

Biswas, N. N., and Aki, K. (1984). Characteristics of coda waves: Central and southcentral Alaska. *Bull. Seism. Soc. Am.* 74, 493–507.

Blake, W. (1984). Rock preconditioning as a seismic control measure. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 225–229, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Blake, W., Leighton, F., and Duvall, W. I. (1974). *Microseismic Techniques for Monitoring of Behavior of Rock Structures*, Bulletin 665, U.S. Bureau of Mines.

Blakeslee, S., Malin, P., and Alvarez, M. (1989). Fault-zone attenuation of high-frequency seismic waves. *Geophys. Res. Lett.* **16**, 1321–1324.

Board, M. P., and Fairhurst, C. (1983). Rockburst control through destressing—a case example. *Proc. Symp. Rockbursts: Prediction and Control*, pp. 91–101, Inst. Min. Metal., London.

Boatwright, J. (1978). Detailed spectral analysis of two small New York State earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 1117–1131.

Boatwright, J. (1980). A spectral theory for circular seismic sources: Simple estimates of source dimension, dynamic stress drop, and radiated seismic energy. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1–27.

Boatwright, J. (1981). Quasi-dynamic models of simple earthquakes: An application to an aftershock of the 1975 Oroville, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 69–94.

Boatwright, J. (1982). A dynamic model for far-field acceleration. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1049–1068.

Boatwright, J. (1984a). The effect of rupture complexity on estimates of source size. *J. Geophys. Res.* **89**, 1132–1146.

Boatwright, J. (1984b). Seismic estimates of stress release. *J. Geophys. Res.* **89**, 6961–6968.

Boatwright, J., and Boore, D. M. (1982). Analysis of the ground accelerations radiated by the 1980 Livermore Valley earthquakes for directivity and dynamic source characteristics. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1843–1865.

Boatwright, J., and Choy, G. L. (1986). Teleseismic estimates of the energy radiated by shallow earthquakes. *J. Geophys. Res.* **91**, 2095–2112.

Boatwright, J., and Fletcher, J. B. (1984). The partition of radiated energy between *P* and *S* waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 361–376.

Boatwright, J., and Quin, H. (1986). The seismic radiation from a 3-D dynamic model of a complex rupture process. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 97–109, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Bober, A., and Kazimierczyk, M. (1979). Seismic activity and the roof fall mining in the Lubin mine. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **M-2** (123), 271–288.

Bodoky, T., Hermann, L., and Dianiska, L. (1985). Processing of the in-seam seismic transmission measurements. Paper presented at 7th Ann. Meet. Eur. Assoc. Eng. Geol., Budapest, 1985.

Bois, P., La Porte, M., Lavergne, M., and Thomas, G. (1972). Well to well seismic measurements. *Geophysics* **3**, 471–483.

Bollinger, G. A. (1989). Microearthquake activity associated with underground coal-mining in Buchanan County, Virginia, U.S.A. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 407–421, Birkhauser Verlag, Basel.

Bolstad, D. D. (1990). Keynote lecture: Rock burst control research by the U.S. Bureau of Mines. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 371–375, Balkema, Rotterdam.

Bolt, B. A., ed. (1987). *Seismic Strong Motion Synthetics*, Academic Press, Orlando, Fla.

Boore, D. M. (1986). The effect of finite bandwidth on seismic scaling relations. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 275–283, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Boore, D. M., and Boatwright, J. (1984). Average body-wave radiation coefficients. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1615–1621.

Boore, D. M., and Dunbar, W. S. (1977). Effect of the free surface on calculated stress drops. *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 1661–1664.

Boore, D. M., and Joyner, W. B. (1978). The influence of rupture incoherence on seismic directivity. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 283–300.

Boore, D. M., and Joyner, W. B. (1989). The effect of directivity on the stress parameter determined from ground motion observations. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1984–1988.

Booth, D. C., Crampin, S., Evans, R., and Roberts, G. (1985). Shear-wave polarization near the North Anatolian Fault. I. Evidence for anisotropy-induced shear-wave splitting. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **83**, 61–73.

Booth, D. C., Crampin, S., Lovell, J. H., and Chiu, J.-M. (1990). Temporal changes in shear wave splitting during an earthquake swarm in Arkansas. *J. Geophys. Res.* **95**, 11, 151–11, 164.

Bording, R. P., Gersztenkorn, A., Lines, L. R., Scales, J. A., and Treitel, S. (1987). Applications of seismic travel-time tomography. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **90**, 285–303.

Box, G. E. P. (1957). Use of statistical methods in the elucidation of basic mechanisms. *Bull. Internatl. Statist. Inst. Part 3* **36**, 215–225.

Box, G. E. P., and Lucas, H. L. (1959). Design of experiments in non-linear situations. *Biometrika* **46**, 77–90.

Brace, W. F., and Byerlee, J. D (1966) Stick-slip as a mechanism for earthquakes. *Science* **153**, 990–992

Brace, W. F., Paulding, B. W., and Scholz, C. H (1966). Dilatancy in the fracture of crystalline rocks. *J. Geophys. Res.* **71**, 3939–3953

Brady, B. H. G (1990). Keynote lecture: Rock stress, structure and mine design. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed), pp. 311–321, Balkema, Rotterdam

Brady, B H. G , and Brown, E. T (1985). *Rock Mechanics*, George Allen and Unwin, London.

Brady, B. T (1977) Anomalous seismicity prior to rock bursts: Implications for earthquake prediction In *Stress in the Earth* (M. Wyss, ed.): reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **115**, 357–374, Birkhauser Verlag, Basel.

Brillinger, D. R., Udias, A., and Bolt, B. A. (1980). A probability method for regional focal mechanism solutions. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 149–170.

Brink, A. v. Z. (1990). Application of a microseismic system at Western Deep Levels. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp 355–361, Balkema, Rotterdam.

Brink, A. v. Z., and Mountfort, P. I. (1984). Feasibility studies on the prediction of rockbursts at Western Deep Levels In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No 6, pp. 317–325, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg

Brune, J. N (1970). Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes. *J. Geophys. Res.* **75**, 4997–5009.

Brune, J N (1971) Correction. *J. Geophys. Res* **76**, 5002.

Brune, J. N. (1976) The physics of earthquake strong motion. In *Seismic Risk and Engineering Decisions* (C. Lomnitz and E. Rosenblueth, eds.), pp. 141–177, Elsevier, New York

Brune, J N., Archuleta, R., and Hartzell, S. (1979). Far-field *S*-wave spectra, corner frequencies and pulse shapes. *J. Geophys. Res* **81**, 2262–2272.

Brune, J. N., Fletcher, J., Vernon, F., Haar, L., Hanks, T., and Berger, J (1986). Low stress-drop earthquakes in the light of new data from the Anza, California telemetered digital array In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C H Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 237–245, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Buchbinder, G G R. (1985). Shear wave splitting and anisotropy in the Charlevoix seismic zone Quebec *Geophys. Res Lett.* **12**, 425–428

Buland, R. (1976). The mechanics of locating earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 173–187.

Bullen, K. E , and Bolt, B. A (1985). *An Introduction to the Theory of Seismology*, Cambridge University Press, Cambridge (U.K.).

Burdick, L. J. (1978). t^* for *S* waves with a continental ray path. *Bull. Seism Soc Am* **68**, 1013–1030

Burdick, L. J , and Mellman, G R (1976). Inversion of the body waves from the Borrego Mountain earthquake to the source mechanism. *Bull. Seism. Soc Am* **66**, 1485–1499

Burmin, V. Y. (1986). Optimal placement of seismic stations for registration of near earthquakes. *Izv Akad Nauk SSSR, Earth Phys.* **22**, 366–372.

Burridge, R., and Knopoff, L. (1964). Body force equivalents for seismic dislocations. *Bull Seism Soc. Am.* **54**, 1875–1888.

Burridge, R., and Willis, J. R (1969) The self-similar problem of the expanding elliptical crack in an anisotropic solid. *Proc Camb. Phil Soc.* **66**, 443–468

Cagnetti, V., and Pasquale, V. (1979). The earthquake sequence in Friuli, Italy, 1976 *Bull Seism. Soc. Am.* **69**, 1797–1818

Calder, P. N., Archibald, J. F., Madsen, D., and Bullock, K (1990). High frequency precursor analysis prior to a rockburst. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C Fairhurst, ed.), pp. 177–181, Balkema, Rotterdam.

Campbell, K. W (1982). Bayesian analysis of extreme earthquake occurrences *Bull Seism Soc Am.* **72**, 1689–1705

Campillo, M., Bouchon, M., and Massinon, B. (1983). Theoretical study of the excitation, spectral characteristics, and geometrical attenuation of regional seismic phases. *Bull. Seism Soc. Am.* **73**, 79–90.

Campillo, M., Plantet, J. L., and Bouchon, M. (1985). Frequency-dependent attenuation in the crust beneath central France from *Lg* waves: Data analysis and numerical modeling. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1395–1411.

Casten, U., and Cete, A. (1980). Induzierte Seismizität im Bereich des Steinkohlengergbaus des Ruhrreviers. *Glueckauf-Forschungsh.* **41**, 12–16.

Červeny, V. (1987). Ray tracing algorithms in three-dimensional laterally varying structures. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp. 99–133, Reidel, Dordrecht.

Červeny, V., Molotkov, I. A., and Psenčik, I. (1977). *Ray Method in Seismology*, Univerzita Karlova, Prague.

Chael, E. P. (1987). Spectral scaling of earthquakes in the Miramachi region of New Brunswick. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 347–365.

Chael, E. P., and Kromer, P. (1988). High-frequency spectral scaling of a main shock/aftershock sequence near the Norwegian coast. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 561–570.

Chaloner, K., and Larntz, K. (1989). Optimal Bayesian design applied to logistic regression experiments. *J. Stat. Plann. Inf.* 21, 191–208.

Chander, R. (1977). On tracing seismic rays with specified points in layers of constant velocity and plane interfaces. *Geophys. Prosp.* **25**, 120–124.

Chandra, U. (1971). Combination of *P* and *S* data for the determination of earthquake focal mechanism. *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 1655–1673.

Chang, A. C., Shumway, R. H., Blandford, R. R., and Barker, B. W. (1983). Two methods to improve location estimates—preliminary results. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 281–295.

Chapman, M. C., and Rogers, M. J. B. (1989). Coda *Q* in the southern Appalachians. *Geophys. Res. Lett.* **16**, 531–534.

Chen, T.-C., Booth, D. C., and Crampin, S. (1987). Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault. III. Observations of temporal changes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **91**, 287–311.

Chernoff, H. (1953). Locally optimum designs for estimating parameters. *Ann. Math. Stat.* **24**, 586–602.

Chernov, L. (1960). *Wave Propagation in Random Medium*, McGraw-Hill, New York.

Chouet, B. (1979). Sources of seismic events in the cooling lava lake of Kilauea Iki, Hawaii. *J. Geophys. Res.* **84**, 2315–2330.

Chouet, B. (1990). Effect of anelastic and scattering structures of the lithosphere on the shape of local earthquake coda. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part III; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **132**, 287–310, Birkhäuser Verlag, Basel

Chouet, B., Aki, K., and Tsujiura, M. (1978). Regional variations of the scaling law of earthquake source spectra. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 49–79.

Chouhan, R. K. S. (1986). Induced seismicity of Indian coal mines. *Phys. Earth Planet. Interiors* **44**, 82–86.

Choy, G. L., and Boatwright, J. (1982). Broadband analysis of the extended foreshock sequence of the Miyagi-Oki earthquake of 12 June 1978. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 2017–2036.

Choy, G. L., and Boatwright, J. (1988). Teleseismic and near-field analysis of the Nahanni earthquakes in the Northwest Territories, Canada. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1627–1652.

Cichowicz, A., and Green, R. W. E. (1989). Changes in the early part of the seismic coda due to localized scatterers: The estimation of *Q* in a slope environment. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 497–511, Birkhäuser Verlag, Basel.

Cichowicz, A., Green, R. W. E., and Brink, A. v. Z. (1988). Coda polarization properties of high frequency microseismic events. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1297–1318.

Cichowicz, A., Green, R. W. E., Brink, A. v. Z., Grobler, P., and Mountfort, P. I. (1990). The space and time variation of microevent parameters occurring in front of an active stope. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 171–175, Balkema, Rotterdam.

Clayton, R. W. and Comer, P. (1984). A tomographic analysis of mantle heterogeneities. *Terra Cognita* 4, 282–283.

Comer, R. P., and Clayton, R. W. (1984). Tomographic reconstruction of velocity heterogeneity in the Earth's mantle (abstract). *EOS Trans. Am. Geophys. Union* **65**, 236.

Console, R., and Di Giovambattista, R. (1987). Local earthquake relative location by digital records. *Phys. Earth Planet. Interiors* **47**, 43–49.

Console, R., and Rovelli, A. (1981). Attentuation parameters for Friuli region from strong motion accelerograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 1981–1991.

Cook, J. F., and Bruce, D. (1983). Rockbursts at Macassa mine and the Kirkland Lake mining area, *Proc. Symp. Rockbursts: Prediction and Control*. Inst. Min. Metal., London, pp. 81–89.

Cook, N. G. W. (1963). The seismic location of rockbursts. *Proc. 5th Symp. Rock Mech.*, pp. 493–516, Pergamon Press, Oxford.

Cook, N. G. W. (1976). Seismicity associated with mining. *Eng. Geol.* **10**, 99–122.

Coppersmith, K. J., and Youngs, R. R. (1989). Issues regarding earthquake source characterization and seismic hazard analysis with passive margins and stable continental interiors. In *Earthquakes at North-Atlantic Passive Margins: Neotectonics and Postglacial Rebound* (S. Gregersen and P. W. Basham, eds.), pp. 601–631, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Cormier, V. F. (1984). The polarization of *S* waves in a heterogeneous isotropic Earth's model. *J. Geophys. Res.* **56**, 20–23.

Cornell, C. A. (1968). Engineering seismic risk analysis. *Bull. Seism. Soc. Am.* **58**, 1583–1606.

Cosma, C. (1983). Determination of rock mass quality by the crosshole seismic method. *Bull. Int. Assoc. Eng. Geol.* **20**, 26–27.

Crampin, S. (1977). A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **49**, 9–27.

Crampin, S. (1978). Seismic wave propagation through a cracked solid: Polarization as a possible dilatancy diagnostic. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **53**, 467–496.

Crampin, S. (1981). A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media. *Wave Motion* 3, 343–391.

Crampin, S. (1984a). An introduction to wave propagation in anisotropic media. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **76**, 17–28.

Crampin, S. (1984b). Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **76**, 135–145.

Crampin, S. (1985). Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting. *Geophysics* **50**, 142–152.

Crampin, S. (1987a). The basis for earthquake prediction. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **91**, 331–347.

Crampin, S. (1987b). Geological and industrial implications of extensive-dilatancy anisotropy. *Nature* **328**, 491–496.

Crampin, S. (1990). The scattering of shear-waves in the crust. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part III, reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **132**, 67–91, Birkhauser Verlag, Basel.

Crampin, S., and Booth, D. C. (1985). Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault II. Interpretation in terms of crack-induced anisotropy. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **83**, 75–92.

Crampin, S., and Booth, D. C. (1989). Shear-wave splitting showing hydraulic dilatation of pre-existing joints in granite. *Sci. Drilling* **1**, 21–26.

Crampin, S., Evans, R., Üçer, B., Doyle, M., Davis, J. P., Yegorkina, G. V., and Miller, A. (1980). Observations of dilatancy-induced polarization anomalies and earthquake prediction. *Nature* **286**, 874–877.

Crampin, S., Chesnokov, E. M., and Hipkin, R. G. (1984a). Seismic anisotropy—the state of the art: II. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **76**, 1–16.

Crampin, S., Evans, R., and Atkinson, B. K. (1984b). Earthquake prediction: A new physical basis. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **76**, 147–156.

Crampin, S., McGonigle, R., and Ando, M. (1986). Extensive-dilatancy anisotropy beneath Mount Hood, Oregon and the effect of aspect ratio on seismic velocities through aligned cracks. *J. Geophys. Res.* **91**, 12,703–12,710.

Crampin, S., Booth, D. C., Evans, R., Peacock, S., and Fletcher, J. B. (1990). Changes in shear wave splitting at Anza near the time of the North Palm Springs earthquake. *J. Geophys. Res* **95**, 11,197–11,212

Crampin, S., Booth, D. C., Evans, R., Peacock, S., and Fletcher, J. B. (1991). Comment on "Quantitative measurements of shear wave polarizations at the Anza seismic network, southern California: Implications for shear wave splitting and earthquake prediction" by Richard C. Aster, Peter M. Shearer, and Jon Berger. *J. Geophys. Res.* **96**, 6403–6414.

Cranswick, E., Wetmiller, R., and Boatwright, J. (1985). High-frequency observations and source parameters of microearthquakes recorded at hard-rock sites. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1535–1567.

Crosson, R. S. (1976). Crustal structure modeling of earthquake data. 1. Simultaneous least squares estimation of hypocenter and velocity parameters. *J. Geophys. Res.* **81**, 3036–3046.

Dainty, A. M. (1981). A scattering model to explain seismic Q observations in the lithosphere between 1 and 30 Hz. *Geophys Res Lett.* **8**, 1126–1128.

Dainty, A. M., and Toksöz, M. N. (1981). Seismic codas on the Earth and the Moon: A comparison. *Phys. Earth Planet. Interiors* **26**, 250–260.

Dainty, A. M., Duckworth, R. M., and Tie, A. (1987). Attenuation and back scattering from local coda. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1728–1747.

Daley, T. M., McEvilly, T. V., and Majer, E. L. (1988). Multiply-polarized shear-wave VSPs from the Cajon Pass drillhole. *Geophys. Res. Lett.* **15**, 1001–1004.

Dan, K., Watanabe, T., Tanaka, T., and Sato, R. (1990). Stability of earthquake ground motion synthesized by using different small-event records as empirical Green's functions. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, Part A, 1433–1455.

Dargahi-Noubary, G. R. (1983). A procedure for estimation of the upper bound for earthquake magnitudes. *Phys. Earth Planet. Interiors* **33**, 91–93.

Das, S. (1980). A numerical method for determination of source time functions for general three-dimensional rupture propagation. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **62**, 591–604.

Das, S. (1981). Three-dimensional spontaneous rupture propagation and implications for the earthquake source mechanism. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **67**, 375–393.

Das, S., and Aki, K. (1977). A numerical study of two-dimensional spontaneous rupture propagation. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **50**, 643–668.

Das, S., and Boatwright, J. (1985). The breaking of a single asperity: Analysis of an aftershock of the 1975 Oroville, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 677–687.

Das, S., and Kostrov, B. V. (1983). Breaking of a single asperity: Rupture propagation and seismic radiation. *J. Geophys. Res.* **88**, 4177–4188.

Das, S., and Scholz, C. H. (1981a). Theory of time-dependent rupture in the earth. *J. Geophys. Res.* **86**, 6039–6051.

Das, S., and Scholz, C. H. (1981b). Off-fault aftershock clusters caused by shear stress increase? *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 1669–1675.

Das, S., Boatwright, J., and Scholz, C. H., eds (1986). *Earthquake Source Mechanics, Maurice Ewing*, Vol. 6, Am Geophys. Union, Washington, D.C.

Davison, F., and Scholz, C. (1985). Frequency-moment distribution of earthquakes in the Aleutian Arc: A test of the characteristic earthquake model. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1349–1362.

Day, S. M. (1982a). Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics: Rectangular faults with fixed rupture velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 705–727.

Day, S. M. (1982b). Three-dimensional simulation of spontaneous rupture: The effect of nonuniform prestress. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1881–1902.

Dechelette, O., Josien, J. P., Revalor, R., and Jonis, R. (1984). Seismo-acoustic monitoring in an operational longwall face with a high rate of advance. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 83–87, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Deliac, E. P., and Gay, N. C. (1984). The influence of stabilizing pillars on seismicity at ERPM. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 257–263, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Del Pezzo, E., De Natale, G., Scarcella, G., and Zollo, A. (1985). Q_c of three component seismograms of volcanic microearthquakes at Campari Flegrei volcanic area, southern Italy. *Pure Appl. Geophys.* **123**, 683–696.

Del Pezzo, E., De Natale, G., Martini, M., and Zollo, A. (1987). Source parameters of microearthquakes at Phlegraean Fields (Southern Italy) volcanic area. *Phys. Earth Planet Interiors* **47**, 25–42.

Dempster, E. L., Tyser, J. A., and Wagner, H. (1983). Regional aspects of mining-induced seismicity. Theoretical and management considerations. *Proc. Symp. Rockbursts: Prediction and Control*, pp. 37–52, Inst. Min. Metal., London.

De Natale, G., Iannaccone, G., Martini, M., and Zollo, A. (1987). Seismic sources and attenuation properties at the Campi Flegrei volcanic area. In *Advances in Volcanic Seismology* (E. A. Okal, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **125**, 883–917, Birkhäuser Verlag, Basel.

De Natale, G., Ferraro, A., and Virieux, J. (1991). A probability method for local earthquake focal mechanisms. *Geophys. Res. Lett.* **18**, 613–616.

Deschamps, A., Gaudemer, Y., and Cisternas, A. (1982). The El Asnam, Algeria, earthquake of 10 October 1980: Multiple-source mechanism determined from long-period records. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1111–1128.

Dessokey, M. M. (1984). Statistical models of the seismic hazard analysis for mining tremors and natural earthquakes. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **A-15** (174), 1–82.

Devaney, A. J. (1984). Geophysical diffraction tomography. *I.E.E.E. Trans. Geosci. Remote Sens.* **22**, 3–13.

Deza, E., and Jaén, H. (1979). Microtemblores de ultrafrecuencia con la explotacion minera a tajo abierto en Cerro de Pasco. *Bol. Soc. Geol. Peru* **63**, 237–247.

Di Bona, M., and Rovelli, A. (1988). Effects of the bandwidth limitation on stress drops estimated from integrals of the ground motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1818–1825.

Dieterich, J. H. (1978). Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip. *Pure Appl. Geophys.* **116**, 790–806.

Dieterich, J. H. (1979a). Modelling of rock friction: I. Experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.* **84**, 2161–2168.

Dieterich, J. H. (1979b). Modelling of rock friction: II. Simulation of preseismic slip. *J. Geophys. Res.* **84**, 2169–2175.

Dillinger, W. H., Harding, S. T., and Pope, A. J. (1972). Determining maximum likelihood body wave focal plane solutions. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **30**, 315–329.

Dines, K., and Lytle, J. (1979). Computerized geophysical tomography. *Proc. I.E.E.E.* **67**, 1065–1073.

Dmowska, R., and Li, V. C. (1982). A mechanical model of precursory source processes for some large earthquakes. *Geophys. Res. Lett.* 9, 393–396.

Dmowska, R., and Rice, J. R. (1986). Fracture theory and its seismological applications. In *Continuum Theories in Solid Earth Physics* (R. Teisseyre, ed.), pp. 187–255. Polish Scientific Publishers, Warsaw, Elsevier, Amsterdam.

Douma, J. (1988). Crack-induced anisotropy and its effect on vertical seismic profiling. *Geologica Ultraectina*, 54, 11–162.

Douma, J., and Helbig, K. (1987). What can the polarization of shear waves tell us? *First Break* 5, 95–104.

Draper, N. R., and Smith, H. (1981). *Applied Regression Analysis*, 2nd ed., Wiley, New York.

Droste, Z., and Teisseyre, R. (1976). Some cases of the shock mechanism types in the Upper Silesia coal region. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* 97, 141–156.

Drzezla, B., Garus, A., and Kijko, A. (1986). Energy distribution of largest mining tremors and their connection with geologic structure of rock mass. In *Mining Systems Adjusted to High Rock Pressure Conditions* (A. Kidybinski and M. Kwasniewski, eds.), pp. 257–261, Balkema, Rotterdam.

Drzezla, B., Garus, A., and Bialek, J. (1988). Search for quantitative relation between mine-induced stress and seismic activity. In *Modeling of Mine Structures* (A. Kidybinski and M. Kwasniewski, eds.), pp. 63–67, Balkema, Rotterdam.

Dubinski, J., and Dworak, J. (1989). Recognition of the zones of seismic hazard in Polish coal mines by using a seismic method. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* 129, 609–617, Birkhäuser Verlag, Basel.

Dugdale, D. S. (1960). Yielding of steel sheets containing slits. *J. Mech. Phys. Solids* 8, 100–115.

Dunkin, J. W. (1965). Computation of modal solutions in layered elastic media at high frequencies. *Bull. Seism. Soc. Am.* 55, 335–358.

Duvall, W. I., and Stephenson, D. E. (1965). Seismic energy available from rockbursts and underground explosions. *Trans. Soc. Min. Eng., Am. Inst. Metal. Petrol. Eng.* 231, 235–240.

Dyer, B., and Worthington, M. H. (1988). Some sources of distortion in tomographic velocity images. *Geophys. Prosp.* 36, 209–222.

Dysart, P. S., Snoke, J. A., and Sacks, I. S. (1988). Source parameters and scaling relations for small earthquakes in the Matsushiro region, southwest Honshu, Japan. *Bull. Seism. Soc. Am.* 78, 571–589.

Dziewonski, A. M., and Woodhouse, J. H. (1983). An experiment in systematic study of global seismicity: Centroid-moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes of 1981. *J. Geophys. Res.* 88, 3247–3271.

Dziewonski, A. M., Chou, T.-A., and Woodhouse, J. H. (1981). Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity. *J. Geophys. Res.* 86, 2825–2852.

Eadie, W. T., Drijard, D., James, F. E., Sadoulet, B., and Roos, M. (1982). *Statistical Methods in Experimental Physics*, 2nd reprint, North-Holland, Amsterdam.

Ebel, J. E., and Bonjer, K.-P. (1990). Moment tensor inversion of small earthquakes in southwestern Germany for the fault plane solution. *Geophys. J. Internat.* 101, 133–146.

Ebel, J., and Helmberger, D. V. (1982). *P* wave complexity and fault asperities: The Borrego Mountain earthquake of 1968. *Bull. Seism. Soc. Am.* 72, 413–438.

Eccles, C. D., and Ryder, J. A. (1984). Seismic location algorithms: A comparative evaluation. In *Rockburst and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 89–92, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Engell-Sørensen, L. (1991a). Inversion of arrival time of microearthquake sources in the North Sea using a 3-D velocity structure and prior information. Part I. Method. *Bull. Seism. Soc. Am.* 81, 1183–1194.

Engell-Sørensen, L. (1991b). Inversion of arrival times of microearthquake sources in the North Sea using a 3-D velocity structure and prior information. Part II. Stability, uncertainty analyses, and applications. *Bull. Seism. Soc. Am.* 81, 1195–1215.

Epstein, B., and Lomnitz, C. (1966). A model for the occurrence of large earthquakes. *Nature* 211, 954–956.

Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. Roy. Soc.*, Ser. A, 241, 376–396.

Evans, J. R. (1984). Effects of the free surface on shear waves. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 76, 165–172.

Evans, J. R., and Zucca, J. J. (1988). Active high-resolution seismic tomography of compressional wave velocity and attenuation structure at Medicine Lake Volcano, Northern California Cascade Range. *J. Geophys. Res.* 93, 15,106–15,036.

Evison, F. (1977). Fluctuations of seismicity before major earthquakes. *Nature* 266, 710–712.

Ewing, W. M., Jardetzky, W. S., and Press, F. (1957). *Elastic Waves in Layered Media*, McGraw-Hill, New York.

Fajklewicz, Z., and Jakiel, K. (1989). Induced gravity anomalies and seismic energy as a basis for prediction of mining tremors. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* 129, 535–552, Birkhäuser Verlag, Basel.

Fedorov, V. V. (1972). *Theory of Optimal Experiments*, Academic Press, New York.

Fedorov, V. V. (1974). Regression problems with controllable variables subject to error. *Biometrika* 61, 49–55.

Fedotov, S. A., Sobolev, G. A., Gusev, A. A., Kondratenko, A. M., Potapova, O. V., Slavina, L. B., Theophylaktov, V. D., Khramov, A. A., and Shirokov, A. V. (1976). Long and short-term earthquake prediction in Kamchatka. *Tectonophysics* 37, 305–316.

Fehler, M., and Phillips, W. S. (1991). Simultaneous inversion for Q and source parameters of microearthquakes accompanying hydraulic fracturing in granitic rock. *Bull. Seism. Soc. Am.* 81, 553–575.

Fernandez, L. M., and Guzman, J. A. (1979). *Seismic History of Southern Africa*. Seism. Ser. No. 9. Geol. Surv., Dept. Mines, Pretoria, South Africa.

Fernandez, L. M., and van der Heever, P. K. (1984). Ground movement and damage accompanying a large seismic event in the Klerksdorp district. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 193–198, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Fitch, T. J., McCowan, D. W., and Shields, M. W. (1980). Estimation of seismic moment tensor from teleseismic body wave data with application to intraplate and mantle earthquakes. *J. Geophys. Res.* 85, 3817–3828.

Fletcher, J. B., Haar, L. C., Vernon, F. L., Brune, J. N., Hanks, T. C., and Berger, J. (1986). The effects of attenuation on the scaling of source parameters for earthquakes at Anza, California. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 331–338, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Flinn, E. A. (1965). Confidence regions and error determinations for seismic event location. *Rev. Geophys.* 3, 157–185.

Foulger, G. R. (1988). Hengill triple junction, SW Iceland. 2. Anomalous earthquake focal mechanisms and implications for process within the geothermal reservoir and at accretionary plate boundaries. *J. Geophys. Res.* 93, 13,507–13,523.

Frankel, A. (1981). Source parameters and scaling relationships of small earthquakes in the north-eastern Caribbean. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 1173–1190.

Frankel, A. (1982). The effects of attenuation and site response on the spectra of microearthquakes in the northeastern Caribbean. *Bull. Seism. Soc. Am.* 72, 1379–1402.

Frankel, A. (1989). A review of numerical experiments on seismic wave scattering. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part II, reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **131**, 639–685, Birkhäuser Verlag, Basel.

Frankel, A., and Clayton, R. W. (1986). Finite difference simulations of seismic scattering Implications for the propagation of short-period seismic waves in the crust and models of hetrogeneity. *J. Geophys. Res.* **91**, 6465–6489.

Frankel, A., and Wennerberg, L. (1987) Energy-flux model of seismic coda: Separation of scattering and intrinsic attenuation. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1223–1251.

Frankel, A., and Wennerberg, L. (1989). Microearthquake spectra from the Anza, California, seismic network: Site response and source scaling. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 581–609.

Frankel, A., Fletcher, J., Vernon, F., Haar, L., Berger, J., Hanks, T., and Brune, J. (1986). Rupture characteristics and tomographic source imaging of $M_L \sim 3$ earthquakes near Anza, southern California. *J. Geophys. Res.* **91**, 12,633–12,650.

Frohlich, C. (1990). Note concerning non-double-couple source components for slip along surfaces of revolution. *J. Geophys. Res.* **95**, 6861–6866.

Frohlich, C., Riedesel, M A., and Apperson, K. D. (1989) Note concerning possible mechanisms for non-double-couple earthquake sources. *Geophys. Res. Lett.* **16**, 523–526.

Fuchs, K. (1968). The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density. *J. Phys. Earth* **16**, 27–41.

Fuchs, K., and Müller, G. (1971). Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **23**, 417–433.

Fujii, Y., and Sato, K. (1990). Difference in seismic moment tensors between microseismic events associated with a gas outburst and those induced by longwall mining activity. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 71–75, Balkema, Rotterdam.

Futterman, W. I. (1962). Dispersive body waves. *J. Geophys. Res.* **67**, 5279–5291.

Gane, P. G., Hales, A. L., and Oliver, H. A. (1946). A seismic investigation of the Witwatersrand earth tremors. *Bull. Seism. Soc. Am* **36**, 49–80.

Gao, L.-S., and Li, S. L. (1990). Time domain solution for multiple scattering and the coda envelopes. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part III; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys* **132**, 123–150, Birkhäuser Verlag, Basel.

Gao, L S., Lee, L. C., Biswas, N. N., and Aki, K. (1983). Comparison of the effects between single and multiple scattering on coda waves for local earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 377–389.

Garbin, H. D., and Knopoff, L. (1973). The compressional modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks. *Q. Appl. Math* **30**, 453–464.

Garbin, H. D., and Knopoff, L. (1975a). The shear modulus of a material permeated by a random distribution of free circular cracks. *Q. Appl. Math* **33**, 296–300.

Garbin, H. D., and Knopoff, L. (1975b). Elastic moduli of a medium with liquid-filled cracks. *Q. Appl. Math.* **33**, 301–303

Garcia-Fernandez, M., Kijko, A., Carracedo, J C., and Soler, V. (1988). Optimum station distribution to monitor seismic activity of Teide volcano, Tenerife, Canary Islands. *J. Volc. Geotherm. Res.* **35**, 195–204.

Gay, N C., and Ortlepp, W. D. (1979). Anatomy of a mining-induced fault zone. *Bull. Geol. Soc. Am.* **90**, 47–58.

Gay, N. C., Spencer, D., van Wyk, J. J., and van der Heever, P. K. (1984). The control of geological and mining parameters on seismicity in the Klerksdorp gold mining district In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 107–120, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg

Geiger, L (1912). Probability method for the determination of earthquake epicenters from the arrival time only. *Bull. St. Louis Univ.* **8**, 60–71.

Geller, R. J. (1976). Body force equivalents for stress-drop seismic sources. *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 1801–1804.

Gendzwill, D. J. (1984). Induced seismicity in Saskatchewan potash mines. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 131–146, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Gersztenkorn, A., Bednar, A., and Lines, L. (1986). Robust iterative inversion for the one-dimensional acoustic wave equation. *Geophysics* **51**, 357–368.

Ghalib, H. A. A., Russel, D. R., and Kijko, A. (1985). Optimal design of regional seismological network for the Arab countries. *Pure Appl. Geophys.* **122**, 694–712.

Giardini, D. (1984). Systematic analysis of deep seismicity: 200 centroid-moment tensor solutions for earthquakes between 1977 and 1980. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **77**, 883–914.

Gibowicz, S. (1963). Magnitude and energy of subterranean shocks in Upper Silesia. *Studia Geophys. Geod.* **7**, 1–19.

Gibowicz, S. J. (1973a). Variation of the frequency-magnitude relation during earthquake sequences in New Zealand. *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 517–528.

Gibowicz, S. J. (1973b). Stress drop and aftershocks. *Bull. Seism. Soc. Am.* **63**, 1443–1446.

Gibowicz, S. J. (1975). Variation of source properties: The Inangahua, New Zealand, aftershocks of 1968. *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 261–276.

Gibowicz, S. J., (1979). Space and time variations of the frequency–magnitude relation for mining tremors in the Szombierki coal mine in Upper Silesia, Poland. *Acta Geophys. Pol.* **27**, 39–49.

Gibowicz, S. J. (1984). The mechanism of large mining tremors in Poland. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 17–28, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Gibowicz, S. J. (1985). Seismic moment and seismic energy of mining tremors in the Lubin copper basin in Poland. *Acta Geophys. Pol.* **33**, 243–257.

Gibowicz, S. J. (1986). Physics of fracturing and seismic energy release: A review. In *Physics of Fracturing and Seismic Energy Release* (J. Kozák and L. Waniek, eds.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **124**, 611–658, Birkäuser Verlag, Basel.

Gibowicz, S. J. (1990a). Keynote lecture: The mechanism of seismic events induced by mining—a review. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 3–27, Balkema, Rotterdam.

Gibowicz, S. J. (1990b). Seismicity induced by mining. *Adv. Geophys.* **32**, 1–74.

Gibowicz, S. J., and Cichowicz, A. (1986). Source parameters and focal mechanism of mining tremors in the Nowa Ruda coal mine in Poland. *Acta Geophys. Pol.* **34**, 215–232.

Gibowicz, S. J., Cichowicz, A., and Dybel, T. (1977). Seismic moment and source size of mining tremors in Upper Silesia, Poland. *Acta Geophys. Pol.* **25**, 201–218.

Gibowicz, S. J., Bober, A., Cichowicz, A., Droste, Z., Dychtowicz, Z., Hordejuk, J., Kazimierczyk, M., and Kijko, A. (1979). Source study of the Lubin, Poland, tremor of 24 March 1977. *Acta Geophys. Pol.* **27**, 3–38.

Gibowicz, S. J., Droste, Z., Guterch, B., and Hordejuk, J. (1981). The Belchatow, Poland, earthquakes of 1979 and 1980 induced by surface mining. *Eng. Geol.* **17**, 257–271.

Gibowicz, S. J., Guterch, B., Lewandowska-Marciniak, H., and Wysokinski, L. (1982). Seismicity induced by surface mining: The Belchatow, Poland, earthquake of 29 November 1980. *Acta Geophys. Pol.* **30**, 193–219.

Gibowicz, S. J., Niewiadomski, J., Wiejacz, P., and Domanski, B. (1989). Source study of the Lubin, Poland, mine tremor of 20 June 1987. *Acta Geophys. Pol.* **37**, 111–132.

Gibowicz, S. J., Harjes, H.-P., and Schäfer, M. (1990). Source parameters of seismic events at Heinrich Robert mine, Ruhr basin, Federal Republic of Germany: Evidence for nondouble-couple events. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 88–109.

Gibowicz, S. J., Young, R. P., Talebi, S., and Rawlence, D. J. (1991). Source parameters of seismic events at the Underground Research Laboratory in Manitoba, Canada: Scaling relations for the events with moment magnitude smaller than −2. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1157–1182.

Gil, H. (1991). *The Theory of Strata Mechanics*, Vol. 63, *Developments in Geotechnical Engineering*, Elsevier, Amsterdam.

Gil, H., and Litwiniszyn, J. (1971). Can mining exploitation induce in deeper zones of earth's crust the propagation of fault fissures and consecutive seismic shocks? *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. Tech.* **19**, 679–684.

Gilbert, F. (1970). Excitation of the normal modes of the earth by earthquake sources. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **22**, 223–226.

Gilbert, F. (1973). Derivation of source parameters from low-frequency spectra. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **274**, 369–371.

Gilbert, F., and Buland, R. (1976). An enhanced deconvolution procedure for retrieving the seismic moment tensor from a sparse network. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **47**, 251–255.

Glassmoyer, G., and Borcherdt, R. D. (1990). Source parameters and effects of bandwidth and local geology on high-frequency ground motions observed for aftershocks of the northeastern Ohio earthquake of 31 January 1986. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 889–912.

Glazer, S. (1991). *Level of Seismic Activity*, Report RS-55-91, Min. Eng. Div., Vaal Reefs Exploration and Mining Company Ltd., Vaal Reefs, South Africa.

Glowacka, E., and Kijko, A. (1989). Continuous evaluation of seismic hazard induced by the deposit extraction in selected coal mines in Poland. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 523–533, Birkhäuser Verlag, Basel.

Glowacka, E., and Lasocki, S. (1992). Probabilistic synthesis of the seismic hazard evaluation in mines. *Acta Mont.*, **84**, 59–65.

Glowacka, E., Stankiewicz, T., and Holub, K. (1990). Seismic hazard estimate based on the extracted deposit volume and bimodal character of seismic activity. *Beitr. Geophys.* **99**, 35–43.

Golub, G. H., and Reinisch, C. (1971). Singular value decomposition and least squares solutions. In *Linear Algebra* (J. H. Wilkinson and C. Reinisch, eds.), Springer-Verlag, New York.

Gomberg, J. S., Shedlock, K. M., and Roecker, S. W. (1990). The effect of *S*-arrival on the accuracy of hypocenter estimation. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1605–1628.

Gordon, R., Bender, R., and Herman, G. T. (1970). Algebraic Reconstruction Techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography. *J. Theor. Biol.* **29**, 471–481.

Gorsky, B. G., and Brodsky, V. Z. (1965). Simplexial design of extremal experiments. *Zavodskaya Laboratoriya* **31**, 831–847 (in Russian).

Goszcz, A. (1986). Tectonophysical origin of mining tremors. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **M-8** (190), 61–75 (in Polish; English abstract).

Goszcz, A. (1988). The influence of technological factors on seismic and rockburst hazards. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* M-10 (213), 141–153 (in Polish; English abstract).

Green, R. W. E. (1990). Keynote lecture: Instrumentation networks for observation of mine-induced seismicity. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 165–169, Balkema, Rotterdam.

Griffith, A. A. (1920). The phenomena of rupture and flow in solids. *Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A* **221**, 163–198.

Gu, J.-C., Rice, J., Ruina, A., and Tse, S. T. (1984). Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction. *J. Mech. Phys. Solids* **32**, 167–196.

Gumbel, E. J. (1962). *Statistics of Extremes*, Columbia University Press, New York.

Gusev, A. A. (1983). Descriptive statistical model of earthquake source radiation and its application to an estimation of short period strong motion. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **74**, 787–808.

Gustavsson, M., Ivansson, S., Moren, P., and Pihl, J. (1986). Seismic borehole tomography-measurement system and field studies. *Proc. I.E.E.E.* **74**, 339–346.

Gutenberg, B., and Richter, C. F. (1944). Frequency of earthquakes in California. *Bull. Seism. Soc. Am.* **34**, 185–188.

Gutenberg, B., and Richter, C. F. (1954). *Seismicity of the Earth and Associated Phenomena*. 2nd ed., Princeton University Press, Princeton, N.J.

Gutenberg, B., and Richter, C. F. (1956). Magnitude and energy of earthquakes. *Ann. Geofis.* **9**, 1–15.

Guttorp, P., and Hopkins, D. (1986). On estimating varying b values. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 889–895.

Haar, L. C., Fletcher, J. B., and Mueller, C. S. (1984). The 1982 Enola, Arkansas, swarm and scaling of ground motion in the Eastern United States. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 2463–2482.

Habermann, R. E. (1983). Spatial seismicity variations and asperities in the New Hebrides seismic zone. *J. Geophys. Res.* **89**, 5891–5903.

Hamano, Y. (1974). Dependence of rupture time history on the heterogeneous distribution of strain and strength on the fault plane (abstract). *EOS, Trans. Am. Geophys. Union* **55**, 352.

Hanks, T. C. (1979). b values and $\omega^{-\gamma}$ seismic source models: Implications for tectonic stress variations along active crustal fault zones and the estimation of high-frequency strong ground motion. *J. Geophys. Res.* **84**, 2235–2242.

Hanks, T. C. (1981). The corner frequency shift, earthquake source models, and Q. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 597–612.

Hanks, T. C. (1982). f_{max}. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, Part A, 1867–1880.

Hanks, T. C. (1984). a_{rms} and seismic source studies. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 39–44, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Hanks, T. C., and Boore, D. M. (1984). Moment–magnitude relations in theory and practice. *J. Geophys. Res.* **89**, 6229–6235.

Hanks, T. C., and Kanamori, H. (1979). A moment magnitude scale. *J. Geophys. Res.* **84**, 2348–2350.

Hanks, T. C., and McGuire, R. K. (1981). The character of high frequency strong ground motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 2071–2096.

Hanks, T. C., and Wyss, M. (1972). The use of body wave spectra in the determination of seismic source parameters. *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 561–589.

Hanyga, A., ed. (1984). *Seismic Wave Propagation in the Earth*, Polish Scientific Publishers, Warsaw; Elsevier, Amsterdam.

Hardy, H. R., Jr. (1981). Application of acoustic emission techniques to rock and rock structures: A state-of-the-art review. In *Acoustic Emissions in Geotechnical Engineering Practice* (V. P. Drneyich and R. E. Gray, eds.), Spec. Tech. Publ. No. 750, pp. 4–92, Am. Soc. Test. Mater., Philadelphia, Pa.

Hardy, H. R., Jr. (1984). Stability monitoring of underground structures using acoustic emission techniques. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 277–286, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Hartzell, S. (1978). Earthquake aftershocks as Green's functions. *Geophys. Res. Lett.* **5**, 1–4.

Hartzell, S., and Heaton, T. (1983). Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 1553–1583.

Hartzell, S., and Helmberger, D. V. (1982). Strong-motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 571–596.

Hasegawa, H. S., Wetmiller, R. J., and Gendzwill, D. J. (1989). Induced seismicity in mines in Canada–an overview. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue *Pure Appl. Geophys.* **129**, 423–453. Birkhauser Verlag, Basel.
Haskell, N. A. (1953). The dispersion of surface waves in multilayered media. *Bull. Seism. Soc. Am.* **43**, 17–34.
Haskell, N. A. (1964). Total energy and energy density of elastic wave radiation from propagating faults. *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 1811–1841.
Hatton, L., Worthington, M. H., and Makin, J. (1986). *Seismic Data Processing. Theory and Practice*, Blackwell Scientific Publishers, Oxford.
Hauksson, E., Teng, T.-L., and Henyey, T. L. (1987). Results from a 1500 m deep, three-level downhole array: Site response, low Q values, and f_{max}. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1883–1904.
Heaton, T. H., and Helmberger, D. V. (1977). A study of the strong ground motion of the Borrego Mountain, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 315–330.
Heever, P. K. v. D. (1984). Some technical and research aspects of the Klersdorp seismic network. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 349–350. S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.
Herman, G. T. (1980). *Image Reconstruction from Projections*. Academic Press, New York.
Hermann, L., Dianiska, L., and Verboci, J. (1982). Curved ray algebraic reconstruction technique applied in mining geophysics. *Geophys. Trans. Eotvos Lorand Geophys. Inst., Hungary* **28**, 33–46.
Herraiz, M., and Espinosa, A. F. (1987). Coda waves: A review. *Pure Appl. Geophys.* **125**, 499–577.
Herrmann, R. B. (1975). A student's guide to the use of P and S wave data for focal mechanism determination. *Earthq. Notes* **46**(4), 29–39.
Herrmann, R. B. (1979). FASTHYPO–a hypocentre location program. *Earthq. Notes* **50**, 25–37.
Herrmann, R. B. (1980). Q estimates using the coda of local earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 447–468.
Herrmann, R. B., and Wang, C. Y. (1985). A comparison of synthetic seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 41–56.
Hestenes, M., and Stiefel, E. (1952). Method of conjugate gradients for solving linear systems. *Natl. Bur. Standards J. Res.* **49**, 409–436.
Hill, W. J., and Hunter, W. G. (1974). Design of experiments for subsets of parameters. *Technometrics* **16**, 425–434.
Himmelblau, M. (1972). *Applied Nonlinear Programming*, McGraw-Hill, New York.
Hinzen, K.-G. (1982). Source parameters of mine tremors in the eastern part of the Ruhr district (West Germany). *J. Geophys.* **51**, 105–112.
Hirata, T. (1989). A correlation between the b value and the fractal dimension of earthquakes. *J. Geophys. Res.* **94**, 7507–7514.
Hoang-Trong, P., Guéguen, J. F., and Holl, J. M. (1988). Near field seismological observations in the Lorraine coal mine (France): Preliminary results. In *Induced Seismicity and Associated Phenomena* (D. Procházková, ed.), pp. 64–74. Geophys. Inst., Czech. Acad. Sci., Prague.
Holub, K., Knotek, S., and Vajter, Z. (1988). Seismic activity in relation to the coal mining. In *Induced Seismicity and Associated Phenomena* (D. Procházková, ed.), pp. 93–106. Geophys. Inst., Czech. Acad. Sci., Prague.
Honda, S., and Yomogida, K. (1991). Normal fault earthquake off the northern Mozambique: A possible isotropic source. *Geophys. Res. Lett.* **18**, 1381–1384.
Horner, R. B., and Hasegawa, H. S. (1978). The seismotectonics of southern Saskatchewan. *Can. J. Earth Sci.* **15**, 1341–1355.
Hough, S. E., Anderson, J. G., Brune, J., Vernon III, F., Berger, J., Fletcher, J., Haar, L., Hanks, T., and Baker, L. (1988). Attenuation near Anza, California. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 672–691.

Hough, S. E., Anderson, J. G., and Patton, H. J. (1989). Attenuation in western Nevada: Preliminary results from earthquake and explosion sources. *Geophys. Res. Lett.* **16**, 207–210.
Hounsfield, G. N. (1972). A method and apparatus for examination of body by radiation such as *X* or gamma radiation. Patent Specification 1283915. Patent Office, London.
Houston, H., and Kanamori, H. (1986). Source spectra of great earthquakes: Teleseismic constraints on rupture process and strong motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 19–42.
Hsu, V., Helsley, C. E., Berg, E., and Novelo-Casanova, D. A. (1984). Correlation of foreshocks and aftershocks and asperities. *Pure Appl. Geophys* **122**, 878–893.
Hudson, J. A. (1980). Overall properties of a cracked solid. *Math. Proc. Camb. Phil Soc.* **88**, 371–384.
Hudson, J. A. (1981). Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **64**, 133–150.
Hudson, J. A., Pearce, R. G., and Rogers, R. M. (1989). Source type plot for inversion of the moment tensor. *J. Geophys. Res.* **94**, 765–774.
Hull, S. W. (1983). *The Mechanics of Aftershocks*, MIT Dept. Civil Eng., Res. Report R 83-6, Cambridge, Mass.
Humphreys, E., and Clayton, R. W. (1988). Adaptation of back projection tomography to seismic travel time problems. *J. Geophys. Res.* **93**, 1073–1085.
Humphreys, E., Clayton, R. W., and Hager, B. H (1984). A tomographic image of mantle structure beneath southern California. *Geophys. Res. Lett.* **11**, 625–627.
Hurtig, E., Bormann, P., Knoll, P., and Tauber, F. (1979). Seismological and geomechanical studies of a strong seismic event in the potash mines of the GDR: Implications for predicting mining tremors. *Internatl. Symp. Earthq. Pred., Paris*, Contrib. Paper II-4, UNESCO, Paris.
Hurtig, E., Grosser, H., Knoll, P., and Neunhöfer, H. (1982). Seismologische und geomechanische Untersuchungen des seismischen Ereignisses vom 23.6.1975 im Werragebiet bei Sünna (DDR). *Beitr. Geophys.* **91**, 45–61.
Iannoccone, G., and Deschamps, A. (1989) Evidence of shear wave anisotropy in the upper crust of central Italy. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1905–1912.
Ida, Y. (1972). Cohesive force across the tip of a longitudinal shear crack and Griffith's specific surface energy. *J. Geophys. Res.* **77**, 3796–3805.
Idziak, A., Sagan, G., and Zuberek, W. M (1991). An analysis of frequency distributions of shocks from the Upper Silesian Coal Basin. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **M-15** (235), 163–182.
Imoto, M. (1987). A Bayesian method for estimating earthquake magnitude distribution and changes in the distribution with time and space in New Zealand *N.Z. J Geol. Geophys.* **30**, 103–116.
Irwin, G. R. (1960) Fracture mechanics. In *Structural Mechanics* (J. N. Goodier and N. J. Hoff, eds.), pp. 557–591. Pergamon Press, New York.
Ishida, M., and Kanamori, H. (1978). The foreshock activity of the 1971 San Fernando earthquake, California. *Bull Seism. Soc. Am.* **68**, 1265–1279.
Ishida, M., and Kanamori, H. (1980). Temporal variation of seismicity and spectrum of small earthquakes preceding the 1952 Kern County, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 509–527.
Ivansson, S. (1985) A study of methods for tomographic velocity estimation in the presence of low-velocity zones. *Geophysics* **50**, 969–988.
Ivansson, S. (1986) Seismic borehole tomography—theory and computational methods. *Proc. I.E.E.E.* **74**, 328–338.
Ivansson, S. (1987). Crosshole transmission tomography. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp. 159–188. D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht
Jackson, D. D., and Matsu'ura, M. (1985). A Bayesian approach to nonlinear inversion. *J. Geophys. Res.* **90**, 581–591.

Jackson, P. J. (1985). Horizontal seismic in coal seams: Its use by the U.K. coal industry. *First Break* **11**, 15–24.

Jaeger, J. C., and Cook, N. G. W. (1976). *Fundamentals of Rock Mechanics*, 2nd ed., Chapman and Hall, London.

Jech, J. (1989). Seismic tomography in the Ostrava-Karviná mining region. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 597–608, Birkhäuser Verlag, Basel.

Jeffreys, H. (1932). An alternative to the rejection of observations. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **137**, 78–87.

Jeffreys, H. (1958). A modification of Lomnitz's law of creep in rocks. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **1**, 92–95.

Jin, A., and Aki, K. (1986). Temporal change in coda Q before the Tangshan earthquake of 1976 and the Haicheng earthquake of 1975. *J. Geophys. Res.* **91**, 665–673.

Jin, A., Cao, T., and Aki, K. (1985). Regional change of coda Q in the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.* **90**, 8651–8659.

John, R. C. S., and Draper, N. R. (1975). *D*-optimality for regression designs: A review. *Technometrics* **17**, 15–23.

Johnson, L. R. (1974). Green's function for Lamb's problem. *Geophys. J.* **37**, 99–131.

Johnston, D. E., and Langston, C. A. (1984). The effect of assumed source structure on inversion of earthquake source parameters: The eastern Hispaniola earthquake of 14 September 1981. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 2115–2134.

Johnston, J. C., and Einstein, H. H. (1990). A survey of mining associated rockbursts. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 121–127, Balkema, Rotterdam.

Jones, L. M., and Molnar, P. (1979). Some characteristics of foreshocks and their possible relationship to earthquake prediction and premonitory slip on faults. *J. Geophys. Res.* **84**, 3596–3608.

Jones, L. M., Wang, B., Xu, S., and Fitch, T. J. (1982). The foreshock sequence of the February 4, 1975 Haicheng earthquake ($M = 7.3$). *J. Geophys. Res.* **87**, 4575–4584.

Jordan, T. H., and Sverdrup, K. A. (1981). Teleseismic location techniques and their application to the earthquake clusters in the south-central Pacific. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 1105–1130.

Jost, M. L., and Herrmann, R. B. (1989). A student's guide to and reivew of moment tensors. *Seism. Res. Lett.* **60**, 37–57.

Joughin, N. C., and Jager, A. J. (1983). Fracture of rock at stope faces in South African gold mines. *Proc. Symp. Rockbursts: Prediction and Control*, pp. 53–66, Inst. Min. Metal., London.

Joyner, W. B. (1991). Directivity for nonuniform ruptures. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1391–1395.

Julian, B. R., and Gubins, D. (1977). Three-dimensional seismic ray tracing. *J. Geophys.* **43**, 95–113.

Julian, B. R., and Sipkin, S. A. (1985). Earthquake processes in the Long Valley caldera area, California. *J. Geophys. Res.* **90**, 11,155–11,169.

Justice, J. H., and Vassiliou, A. A. (1990). Diffraction tomography for geophysical monitoring of hydrocarbon reservoirs. *Proc. I.E.E.E.* **78**, 711–722.

Kagan, Y. Y., and Jackson, D. D. (1991). Seismic gap hypothesis: Ten years after. *J. Geophys. Res.* **96**, 21,419–21,431.

Kagan, Y., and Knopoff, L. (1976). Statistical search for non-random features of the seismicity of strong earthquakes. *Phys. Earth Planet. Interiors* **12**, 291–318.

Kagan, Y., and Knopoff, L. (1978). Statistical study of the occurrence of shallow earthquakes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **55**, 67–86.

Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes. *J. Geophys. Res.* **82**, 2981–2987.

Kanamori, H., and Anderson, D. L. (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 1073–1096.

Kanamori, H., and Given, J. W. (1981). Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake source-parameters. *Phys. Earth Planet. Interiors* **27**, 8–31.

Kanamori, H., and Hadley, D. M. (1975). Crustal structure and temporal velocity change in southern California. *Pure Appl. Geophys.* **113**, 257–280.

Kanamori, H., and Stewart, G. S. (1978). Seismological aspects of the Guatemala earthquake of February 4, 1976. *J. Geophys. Res.* **83**, 3427–3434.

Kaneko, K., Sugawara, K., and Obara, Y. (1990). Rock stress and microseismicity in a coal burst district. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 183–188. Balkema, Rotterdam.

Kaneshima, S. (1990). Origin of crustal anisotropy: Shear wave splitting studies in Japan. *J. Geophys. Res.* **95**, 11,121–11,133.

Kaneshima, S., Ando, M., and Crampin, S. (1987). Shear-wave splitting above small earthquakes in the Kinki district of Japan. *Phys. Earth Planet. Interiors* **45**, 45–58.

Kaneshima, S., Ito, H., and Sugihara, M. (1989). Shear-wave polarization anisotropy observed in a rift zone in Japan. *Tectonophysics* **157**, 281–300.

Karczmarz, S. (1937). Solution by approximation of system of linear equations. *Bull. Internatl. Acad. Pol. Sci. Lett.* **35**, 355–357 (in German).

Karpin, T. L., and Thurber, C. H. (1987). The relationship between earthquake swarms and magma transport: Kilauea Volcano, Hawaii. In *Advances in Volcanic Seismology* (E. A. Okal, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **125**, 971–991, Birkhäuser Verlag, Basel.

Kasahara, K. (1981). *Earthquake Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge (U.K.).

Kasina, Z. (1988). Selected aspects of tomography with application of curvilinear seismic ray. *Proc. 33rd Internatl. Geophys. Symp., Prague 1988*, pp. 21–32. Geophys. Inst., Czech. Acad. Sci., Prague.

Kawakatsu, H. (1991a). Insignificant isotropic component in the moment tensor of deep earthquakes. *Nature* **351**, 50–53.

Kawakatsu, H. (1991b). Enigma of earthquakes at ridge-transform-fault plate boundaries: Distribution of non-double couple parameter of Harvard CMT solutions. *Geophys. Res. Lett.* **18**, 1103–1106.

Kazimierczyk, M., Kijewski, P., and Szelag, T. (1988). Tectonic and miningaspect of major mining tremors occurring in the Legnica-Glogow Basin. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **M-10** (213), 187–202 (in Polish; English abstract).

Keilis-Borok, V. I., Pisarenko, V. F., Pyatetskii-Shapiro, I. I., and Zhelankina, T. S. (1972). Computer determination of earthquake mechanism. In *Computational Seismology* (V. I. Keilis-Borok, ed.), pp. 32–45, Consultants Bureau, New York.

Keith, C. M., and Crampin, S. (1977a). Seismic body waves in anisotropic media: Reflection and refraction at a plane interface. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **49**, 181–208.

Keith, C. M., and Crampin, S. (1977b). Seismic body waves in anisotropic media. Propagation through a layer. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **49**, 209–224.

Keith, C. M., and Crampin, S. (1977c). Seismic body waves in anisotropic media: Synthetic seismograms. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **49**, 225–243.

Kennett, B. L. N. (1983). *Seismic Wave Propagation in Stratified Media*. Cambridge University Press, Cambridge (U.K.).

Kennett, B. L. N. (1988). Radiation from a moment-tensor source. In *Seismological Algorithms* (D. J. Doornbos, ed.), pp. 427–441. Academic Press, London.

Kijko, A. (1975). Some methods and algorithms for locating very near earthquakes with a digital computer. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **84**, 7–88.

Kijko, A. (1977a). An algorithm for the optimum distribution of a regional seismic network. *Pure Appl. Geophys.* **115**, 999–1009.

Kijko, A. (1977b). An algorithm for the optimum distribution of a regional seismic network. II. An analysis of the accuracy of location of local earthquakes depending on the number of the seismic stations. *Pure Appl. Geophys.* **115**, 1011–1021.

Kijko, A. (1978). Methods of the optimal planning of regional seismic networks. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **A-7** (119), 3–63.

Kijko, A. (1985). Theoretical model for a relationship between mining seismicity and excavation area. *Acta Geophys. Pol.* **33**, 231–241.

Kijko, A. (1988). Application of Bayesian estimation theory for location of seismic events in mines. *Acta Geophys. Pol.* **36**, 343–352.

Kijko, A., and Dessokey, M. (1987). Application of extreme magnitude distribution to incomplete earthquake files. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1429–1436.

Kijko, A., and Sellevoll, M. A. (1989). Estimation of earthquake hazard parameters from incomplete data files. Part I. Utilization of extreme and complete catalogs with different threshold magnitudes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 645–654.

Kijko, A., and Sellevoll, M. A. (1992). Estimation of earthquake hazard parameters from incomplete data files. Part II. Incorporation of magnitude heterogeneity. *Bull. Seism. Soc. Am.* **82**, 120–134.

Kijko, A., and Syrek, B. (1988). Energy and frequency distributions of mining tremors and their relation to rockburst hazard. *Acta Geophys. Pol.* **36**, 189–201.

Kijko, A., Dessokey, M. M., Glowacka, E., and Kazimierczyk, M. (1982). Periodicity of strong mining tremors in the Lubin copper mine. *Acta Geophys. Pol.* **30**, 221–230.

Kijko, A., Stankiewicz, T., and Krol, M. (1986). Relative location of mining events. *Przegl. Gorn.* **10**, 219–223 (in Polish; English abstract).

Kijko, A., Drzezla, B., and Stankiewicz, T. (1987). Bimodal character of the distribution of extreme seismic events in Polish mines. *Acta Geophys. Pol.* **35**, 157–166.

Kikuchi, M., and Kanamori, H. (1982). Inversion of complex body waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 491–506.

King, G. C. P. (1983). The accommodation of large strains in the upper lithosphere of the earth and other solids by self-similar fault systems: The geometrical origin of *b*-value. *Pure Appl. Geophys.* **121**, 761–815.

King, G. C. P., and Yielding G. (1984). The evolution of a thrust fault system: Processes of rupture initiation, propagation and termination in the 1980 El Asnam (Algeria) earthquake. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **77**, 915–933.

Kisslinger, C. (1976). A review of theories of mechanisms of induced seismicity. *Eng. Geol.* **10**, 85–98.

Kisslinger, C. (1980). Evaluation of *S* to *P* amplitude ratios for determining focal mechanism from regional network observations. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 999–1014.

Kisslinger, C. (1982). Correction. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 344.

Kisslinger, C., Bowman, J. R., and Koch, K. (1981). Procedure for computing focal mechanisms from local $(SV/P)_z$ data. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 1719–1729.

Kjartansson, E. (1979). Constant *Q*-wave propagation and attenuation. *J. Geophys. Res.* **84**, 4737–4748.

Knoll, P. (1990). The fluid-induced tectonic rockburst of March 13, 1989 in the "Werra" potash mining district of the GDR (first results). *Beitr. Geophys.* **99**, 239–245.

Knoll, P., and Kuhnt, W. (1990). Seismological and geotechnical investigations of the mechanics of rock bursts. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 129–138, Balkema, Rotterdam.

Knoll, P., Kuhnt, W., Behrens, H.-J., and Sievers, J. (1989). Experience in controlling the mining-induced seismicity in potash mining in the DDR. *Beitr. Geophys.* **98**, 461–473.

Knopoff, L. (1958). Energy release in earthquakes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **1**, 44–52.

Knopoff, L. (1961a). Analytical calculation of the fault-plane problem. *Publ. Dominion Obs. (Ottawa)* **24**, 309–315.

Knopoff, L. (1961b). Statistical accuracy of the fault-plane problem. *Publ. Dominion Obs (Ottawa)* **24**, 317–319.

Knopoff, L. (1964). A matrix method for elastic wave problems. *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 431–438.

Knopoff, L., and Gilbert, F. (1959). Radiation from a strike-slip fault. *Bull. Seism Soc. Am.* **49**, 163–178.

Knopoff, L., and Kagan, Y. (1977). Analysis of the theory of extremes as applied to earthquake problems. *J. Geophys. Res.* **82**, 5647–5657.

Knopoff, L., and Randall, M. J. (1970). The compensated linear-vector dipole: A possible mechanism for deep earthquakes. *J. Geophys. Res.* **75**, 1957–1963.

Koch, K. (1991). Moment tensor inversion of local earthquake data. I. Investigation of the method and its numerical stability with model calculations. *Geophys. J. Internatl.* **106**, 305–319.

Koch, M. (1985a). Nonlinear inversion of local seismic travel times for the simultaneous determination of the 3D-velocity structure and hypocenters—application to the seismic zone Vrancea. *J. Geophys.* **56**, 160–173

Koch, M. (1985b). A numerical study on the determination of 3-D structure of the lithosphere by linear and non-linear inversion of teleseismic travel times. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **80**, 73–93.

Koehler, F., and Taner, M. (1985). The use of conjugate-gradient algorithms in computation of predictive deconvolution operators. *Geophysics* **50**, 2752–2758.

Konecny, P. (1989). Mining-induced seismicity (rock bursts) in the Ostrava-Karviná Coal Basin, Czechoslovakia. *Beitr. Geophys.* **98**, 525–547.

Kopnichev, Y. F. (1977). The role of multiple scattering in the formation of a seismogram's tail. *Izv. Akad. Nauk, Fiz. Zemli* **13**, 394–398 (in Russian).

Kostrov, B. V. (1964). Self-similar problem of propagation of shear cracks. *J. Appl Math. Mech.* **28**, 1077–1087 (in Russian).

Kostrov, B. V. (1966). Unsteady propagation of longitudinal shear cracks. *J. Appl. Math. Mech.* **30**, 1241–1248 (in Russian).

Kostrov, B. V., and Das, S. (1982). Idealized models of fault behavior prior to dynamic rupture. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 679–703.

Kostrov, B. V., and Das, S. (1988). *Principles of Earthquake Source Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge (U.K.)

Kremenetskaya, E. O. (1991). *Contemporary seismicity* of the NW part of the USSR. *NORSAR Sci Rep* **1-91/92**, 134–145.

Krishnamurthy, R., and Shringarputale, S. B. (1990). Rockburst hazards in Kolar Gold Fields. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 411–420, Balkema, Rotterdam.

Król, M., and Kijko, A. (1991). Relative location of mining events: Estimation of the method efficiency. *Przegl. Gorn.* (in Polish; English abstract).

Kuhnt, W., Knoll, P., Grosser, H., and Behrens, H.-J. (1989) Seismological models for mining-induced seismic events. In *Seismicity in Mines* (S. J Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl Geophys.* **129**, 513–521. Birkhäuser Verlag, Basel.

Kusznir, N. J., Ashwin, D. P., and Bradley, A. G. (1980). Mining induced seismicity in the North Staffordshire coal field, England. *Internatl J. Rock Mech Min. Sci., Geomech. Abstr.* **17**, 44–55.

Kusznir, N J., Al-Saigh, N. H., and Ashwin, D. P. (1984) Induced seismicity generated by longwall coal mining in the North Staffordshire coal-field, U K. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N C. Gay and E. H. Wainwright, eds.). Symp. Ser. No. 6, pp 153–160, S Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Kvamme, L. B., and Havskov, J. (1989). *Q* in southern Norway. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1575–1588.

Lanczos, C. (1961). *Linear Differential Operators*. Van Nostrand, London.

Langston, C. A. (1981). Source transmission of seismic waveforms: The Koyna, India earthquakes of September 13, 1967. *Bull. Seism. Soc. Am.* 71, 1–24.

Lasocki, S. (1990). Prediction of strong mining tremors. *Zesz. Naukowe Akad. Gorn.-Hutn., Geofiz. Stosowana* 7, 1–110 (in Polish; English abstract).

Lawn, B. R., and Wilshaw, T. R. (1975). *Fracture of Brittle Solids*. Cambridge University Press, Cambridge (U.K.).

Lawrence, D. A. (1984). Seismicity in the Orange Free State gold mining district. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 121–130, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Lawson, C. L., and Hanson, R. J. (1974). *Solving Least Square Problems*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.

Leach, A. R., and Lenhardt, W. A. (1990). Pillar associated seismicity at Western Deep Levels Mine. In *Static and Dynamic Considerations in Rock Engineering* (R. Brummer, ed.), pp. 197–205. Balkema, Rotterdam.

Leary, P. C., Crampin, S., and McEvilly, T. V. (1990). Seismic fracture anisotropy in the Earth's crust. An overview. *J. Geophys. Res.* **95**, 11,105–11,114.

Lee, C. P. (1987). Performance of underground coal mines during the 1976 Tangshan earthquake. *Tunnelling Underground Space Technol.* 2, 199–202.

Lee, M. F., Beer, G., and Windsor, C. R. (1990). Interaction of stopes, stresses and geologic structure at the Mount Charlotte Mine, Western Australia. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 337–343. Balkema, Rotterdam.

Lee, W. H. K., and Stewart, S. W. (1981). *Principles and Applications of Microearthquake Networks*, Academic Press, New York.

Lee, W. H. K., Aki, K., Chouet, B., Johnson, P., Marks, S., Newberry, J. T., Ryall, A. S., Stewart, S. W., and Tottingham, D. M. (1986). A preliminary study of coda *Q* in California and Nevada. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 1143–1150.

Lees, J. M., and Crosson, R. S. (1989). Tomographic inversion for three-dimensional velocity structure at Mount St. Helens using earthquake data. *J. Geophys. Res.* **94**, 5716–5728.

Leighton, F. J. (1984). Microseismic monitoring and warning of rockbursts. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 287–295, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Lenhardt, W. A. (1990). Seismic event characteristics in a deep level mining environment. In *Rock at Great Depth* (V. Maury and D. Fourmaintraux, eds.), pp. 727–732. Balkema, Rotterdam.

Lenhardt, W. A., and Hagan, T. O. (1990). Observations and possible mechanisms of pillar-associated seismicity at great depth. In *Technical Challenges in Deep Level Mining*, pp. 1183–1194, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Li, V. C. (1987). Mechanics of shear rupture applied to earthquake zones. In *Fracture Mechanics of Rock* (B. K. Atkinson, ed.), pp. 351–428, Academic Press, London.

Li, V. C., and Fares, N. (1986). Rupture processes in the presence of creep zones. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 71–80, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Li, V. C., and Rice, J. R. (1983). Preseismic rupture progression and great earthquake instabilities at plate boundaries. *J. Geophys. Res.* **88**, 4231–4246.

Li, Q. L., Chen, L. Yu., and Hao, B. L. (1978). Time and space scanning of the *b*-value: A method for monitoring the development of catastrophic earthquakes. *Acta Geophys. Sin.* **21**, 101–125.

Lienert, B. R., Berg, E., and Frazer, L. N. (1986). Hypocenter: An earthquake location method using centered, scaled, and adaptively damped least squares. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 771–783.

Liu, E., and Crampin, S. (1990). Effects of the internal shear wave window: Comparison with anisotropy induced splitting. *J. Geophys. Res.* **95**, 11,275–11,281.

Liu, H. L., and Helmberger, D. V. (1985). The 23:19 aftershock of the 15 October 1979 Imperial Valley earthquake: More evidence for an asperity. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 689–708.

Liu, H.-P., Anderson, D. L., and Kanamori, H. (1976). Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **47**, 41–58.

Lomakin, V. S., Grigorovich, S. V., Potekhin, R. P., and Khalevin, N. I. (1989). Correlation of volume of focal zone of destruction with seismic energy of rock bump. *Sov. Geol. Geophys.* **30**(5), 124–127.

Lomnitz, C. (1966). Statistical prediction of earthquakes. *Rev. Geophys.* **4**, 377–393.

Lomnitz, C. (1974). *Global Tectonics and Earthquake Risk*, Elsevier, Amsterdam.

Lomnitz-Adler, J., and Lomnitz, C. (1979). A modified form of the Gutenberg–Richter magnitude–frequency relation. *Bull. Seism. Soc. Am.* **69**, 1209–1214.

Long, L. T., and Copeland, C. W. (1989). The Alabama, U.S.A., seismic event and strata collapse of May 7, 1986. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 415–421, Birkhäuser Verlag, Basel.

Luco, J. E., and Anderson, J. G. (1983). Steady-state response of an elastic half-space to a moving dislocation of finite width. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 1–22.

MacBeth, C. D., and Panza, G. F. (1989). Modal synthesis of high-frequency waves in Scotland. *Geophys. J.* **96**, 353–364.

MacBeth, C. D., and Redmayne, D. W. (1989). Source study of local coalfield events using the modal synthesis of shear and surface waves. *Geophys. J. Internat.* **99**, 155–172.

McDonald, A. J. (1984). Radon gas emission and seismicity in deep level gold mines. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 309–315, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

McEvilly, T. V., and Johnson, L. R. (1974). Stability of *P* and *S* velocities from central California quarry blasts. *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 343–353.

McGarr, A. (1971). Violent deformation of rock near deep-level tabular excavations–seismic events. *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 1453–1466.

McGarr, A. (1976). Seismic moments and volume changes. *J. Geophys. Res.* **81**, 1487–1494.

McGarr, A. (1981). Analysis of peak ground motion in terms of a model of inhomogeneous faulting. *J. Geophys. Res.* **86**, 3901–3912.

McGarr, A. (1984). Some applications of seismic source mechanism studies to assessing underground hazard. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 199–208, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

McGarr, A. (1986). Some observations indicating complications in the nature of earthquake scaling. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, 217–225, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

McGarr, A. (1991). Observations constraining near-source ground motion estimated from locally recorded seismograms. *J. Geophys. Res.* **96**, 16,495–16,508.

McGarr, A., and Bicknell, J. (1990). Synthetic seismogram analysis of locally-recorded mine tremors. In *Rock at Great Depth* (V. Maury and D. Fourmaintraux, eds.), pp. 1407–1413, Balkema, Rotterdam.

McGarr, A., and Green, R. W. E. (1978). Microtremor sequences and tilting in a deep mine. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 1679–1697.

McGarr, A., and Wiebols, G. A. (1977). Influence of mine geometry and closure volume on seismicity in a deep-level mine. *Internatl. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.* **14**, 139–145.

McGarr, A., Spottiswoode, S. M., and Gay, N. C. (1975). Relationship of mine tremors to induced stresses and to rock properties in the focal region. *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 981–993.
McGarr, A., Spottiswoode, S. M., Gay, N. C., and Ortlepp, W. D. (1979). Observations relevant to seismic driving stress, stress drop, and efficiency. *J. Geophys. Res.* **84**, 2251–2261.
McGarr, A., Green, R. W. E., and Spottiswoode, S. M. (1981). Strong ground motion of mine tremors: Some implications for near-source ground motion parameters. *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 295–319.
McGarr, A., Bicknell, J., Sembera, E., and Green, R. W. E. (1989). Analysis of exceptionally large tremors in two gold mining districts of South Africa. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 295–307, Birkhäuser Verlag, Basel.
McGaughey, W. J., Towers, J. J., and Bostock, M. G. (1987). *Introduction to Geotomography*, Research Report, Department of Geological Sciences, Queen's Univesity, Kingston, Ontario.
McLaughlin, K. L., Johnson, L., and McEvilly, T. (1983). Two-dimensional array measurements of near source ground accelerations. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 349–375.
McMechan, G. (1983). Seismic tomography in boreholes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **74**, 601–612.
McMechan, G. A., Luetgert, J. H., and Mooney, W. D. (1985). Imaging of earthquake sources in Long Valley Caldera, California, 1983. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1005–1020.
Madariaga, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 639–666.
Madariaga, R. (1977). High-frequency radiation from cracks (stress-drop) models of earthquake faulting. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **51**, 625–651.
Madariaga, R. (1979). On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity. *J. Geophys. Res.* **84**, 2243–2250.
Madariaga, R. (1983a). High frequency radiation from dynamic earthquake fault models. *Ann. Geophys.* **1**, 17–23.
Madariaga, R. (1983b). Earthquake source theory: A review. In *Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation* (H. Kanamori and E. Boschi, eds.), pp. 1–44. North-Holland, Amsterdam.
Main, I. G. (1987). A characteristic earthquake model of the seismicity preceding the eruption of Mount St. Helens on 18 May 1980. *Phys. Earth Planet. Interiors* **49**, 283–293.
Main, I. G., and Burton, P. W. (1984). Physical links between crustal deformation, seismic moment and seismic hazard for regions of varying seismicity. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **79**, 469–488.
Main, I. G., Meredith, P. G., and Jones, C. (1989). A reinterpretation of the precursory seismic *b*-value anomaly from fracture mechanics. *Geophys. J.* **96**, 131–138.
Majer, E. L., McEvilly, T. V., Eastwood, F. S., and Myer, L. R. (1988). Fracture detection using *P* wave and *S* wave vertical seismic profiling at The Geysers. *Geophysics* **53**, 76–84.
Malin, P. E., Waller, J. A., Borcherdt, R. D., Cranswick, E., Jensen, E. G., and Van Schaack, J. (1988). Vertical seismic profiling of Oroville microearthquakes: Velocity spectra and particle motion as a function of depth. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 401–420.
Mandelbrot, B. B. (1967). How long is the coast of Britain? Statistical self-similarity and fractional dimension. *Science* **156**, 636–638.
Mandelbrot, B. B. (1977). *Fractals: Form, Chance and Dimension*, Freeman, San Francisco.
Mandelbrot, B. B. (1983). *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, San Francisco.
Marquardt, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *J. Soc. Appl. Math.* **11**, 431–441.
Martin, C. D. (1990). Failure observations and in situ stress domains at the Underground Research Laboratory. In *Rock at Great Depth* (V. Maury and D. Fourmaintraux, eds.), pp. 719–726, Balkema, Rotterdam.

Mason, I. (1981). Algebraic reconstruction of a two-dimensional inhomogeneity in the High Hazles seam of Thorseby colliery. *Geophysics* **46**, 298–308.

Matsu'ura, M., (1984). Bayesian estimation of hypocenter with origin time eliminated. *J. Phys. Earth* **32**, 469–483.

Matsu'ura, R. S. (1986). Precursory quiescence and recovery of aftershock activity before some large aftershocks. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **61**, 1–65.

Means, W. D. (1979). *Stress and Strain. Basic Concepts of Continuum Mechanics for Geologists*, Springer-Verlag, New York.

Mendecki, A. J. (1981). Methods of the joint hypocentre location for mining tremors and determination of parameters of velocity anisotropy. Ph.D. Thesis, Silesian Technical University of Gliwice, Poland (in Polish).

Mendecki, A. J. (1987). Rock mass anisotropy modelling by inversion of mine tremor data. In *Proceedings of the 6th International Congress on Rock Mechanics* (G. Herget and S. Vongpaisal, eds.), pp. 1141–1144, Balkema, Rotterdam.

Mendecki, A. J. (1990). The Integrated Seismic System (ISS). Paper presented at the Seminar on Monitoring and Safety in Civil and Mining Engineering, Nancy, France, June 1990.

Mendecki, A. J., van Aswegen, G., Brown, J. N. R., and Hewlett, P. (1990). The Welkom seismological network. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 237–243. Balkema, Rotterdam.

Mendiguren, J. A. (1977). Inversion of surface wave data in source mechanism studies. *J. Geophys. Res.* **82**, 889–894.

Mendoza, C., and Hartzell, S. H. (1988). Aftershock patterns and main shock faulting. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1438–1449.

Menke, W. (1989). *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*, Academic Press, Orlando, Fla.

Meredith, P. G., and Atkinson, B. K. (1983). Stress corrosion and acoustic emission during tensile crack propagation in Whin sill dolerite and other basic rocks. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **75**, 1–21.

Meredith, P. G., Main, I. G., and Jones, C. (1990). Temporal variations in seismicity during quasi-static and dynamic rock failure. *Tectonophysics* **175**, 249–268.

Merz, H. A. and Cornell, C. A. (1974). Aftershocks in engineering risk analysis. *Proc. 5th World Confer. Earthq. Engng, Rome 1974* **2**, 2568–2571.

Meskó, A. (1984). *Digital Filtering. Applications in Geophysical Exploration for Oil*, Akadémiai Kiadó, Budapest.

Michael, A. J., and Eberhart-Phillips, D. (1991). Relations among fault behavior, subsurface geology, and three-dimensional velocity models. *Science* **253**, 651–654.

Michaelson, C. A. (1990). Coda duration magnitudes in central California: An empirical approach. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1190–1204.

Mikumo, T., and Miyatake, T. (1983). Numerical modelling of space and time variations of seismic activity before major earthquakes. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **74**, 559–583.

Mintrop, L. (1909). Die Erdbebenstation der Westfälischen Berggewerkschaftskasse in Bochum. *Glueckauf* **45**, 357–365.

Mjachkin, V. I., Brace, W. F., Sobolev, G. A., and Dieterich, J. H. (1975). Two models of earthquake forerunners. *Pure Appl. Geophys.* **113**, 169–181.

Mogi, K. (1962). Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and their relation to earthquake phenomena. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **40**, 125–173.

Mogi, K. (1963). Some discussions on aftershocks, foreshocks and earthquake swarms—the fracture of a semi-infinite body caused by inner stress origin and its relation to the earthquake phenomena (3). *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **41**, 615–658.

Mogi, K. (1985). *Earthquake Prediction*, Academic Press, Tokyo.

Molchan, G. M. (1984). Some remarks on the Markov model due to L. Knopoff for earthquake sequences. *Vychisl. Seismol.* **16**, 36–51 (in Russian).

Montalbetti, J. R., and Kanasewich, E. R. (1970). Enhancement of teleseismic body phases with a polarization filter. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **21**, 119–129.

Mori, J., and Frankel, A. (1990). Source parameters for small events associated with the 1986 North Palm Springs, California, earthquake determined using empirical Green functions. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 278–295.

Mori, J., and Shimazaki, K. (1984). High stress drop of short-period subevents from the 1968 Tokachi-Oki earthquake as observed on strong-motion records. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1529–1544.

Morrison, D. M. (1989). Rockburst research at Falconbridge's Strathcona mine, Sudbury, Canada. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 619–645, Birkhäuser Verlag, Basel.

Mueller, C. S. (1985). Source pulse enhancement by deconvolution of an empirical Green's function. *Geophys. Res. Lett.* **12**, 33–36.

Murthy, R. K., and Gupta, P. D. (1983). Rock mechanics studies on the problem of ground control and rockbursts in the Kolar Gold Fields. *Proc. Symp. Rockbursts: Predition and Control*, pp. 67–80. Inst. Min. Metal., London.

Nakanishi, I. (1985). Three-dimensional structure beneath the Hokkaido-Tohoku region as derived from a tomographic inversion of P arrival times. *J. Phys. Earth* **33**, 241–256.

Napier, J. A. L. (1987). Application of excess shear stress to the design of mine layouts. *J. S. Afr. Inst. Min. Metal.* **87**, 397–405.

Nelder, J., and Mead, R. (1965). A simplex method for function minimization. *Computer J.* **7**, 308–312.

Nemat-Nasser, S., and Horii, H. (1982). Compression-induced nonplanar crack extension with application to splitting, exfoliation, and rockburst. *J. Gelphys. Res.* **87**, 6805–6821.

Neumann-Denzau, G., and Behrens, J. (1984). Inversion of seismic data using tomographic reconstruction techniques for investigation of laterally inhomogeneous media. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **79**, 305–315.

New, B. M. (1985). The seismic investigation of rock properties at the Carwynnen Test Mine. In *U.K. Dept. Envir., Report DOERW* **85**.

Niewiadomski, J. (1989). Application of singular value decomposition method for location of seismic events in mines. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 553–570, Birkhäuser Verlag, Basel.

Niewiadomski, J., and Meyer, K. (1986). Application of the regularization method for determination of seismic source time functions. *Acta Geophys. Pol.* **34**, 137–144.

Niewiadomski, J., and Rybicki, K. (1984). The stress field induced by antiplane shear cracks—application to earthquake study. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **59**, 67–81.

Nishizawa, O. (1982). Seismic velocity anisotropy in a medium containing oriented cracks—transversely isotropic case. *J. Phys. Earth* **30**, 331–347.

Nolet, G. (1985). Solving or resolving inadequate and noisy tomographic systems. *J. Comp. Phys.* **61**, 463–482.

Nolet, G. (1987). Seismic wave propagation and seismic tomography. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp. 7–29, Reidel, Dordrecht.

Nordquist, J. M. (1945). Theory of largest values applied to earthquake magnitudes. *Trans. Am. Geophys. Union* **26**, 29–31.

Novelo-Casanova, D. A., Berg, E., Hsu, V., and Helsley, C. E. (1985). Time–space variation of seismic S-wave coda attenuation (Q^{-1}) and magnitude distribution (b-values) for the Petatlan earthquake. *Geophys. Res. Lett.* **12**, 789–792.

Nur, A. (1972). Dilatancy, pore fluids, and premonitory variations in t_s/t_p travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 1217–1222.

O'Connell, R. J., and Budiansky, B. (1974). Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.* 79, 5412–5426.

O'Connell, R. J., and Budiansky, B. (1978). Measures of dissipation in viscoelastic media. *Geophys. Res. Lett.* 5, 5–8.

O'Connell, D. R. H., and Johnson, L. R. (1988). Second-order moment tensors of microearthquakes at The Geysers geothermal field, California. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1674–1692.

Oczkiewicz, J., and Szukalski, S. (1974). Example of application of extreme values theory for account of probability distribution of mining tremors maximum energy. *Cuprum* **5/6**, 28–33 (in Polish).

Ogata, Y., and Yamashina, K. (1986). Unbiased estimate of *b*-value of magnitude-frequency. *J. Phys. Earth* **34**, 187–194.

Ohtake, M. (1987). Temporal change of Q_p^{-1} in focal area of 1984 western Nagano, Japan, earthquake as derived from pulse width analysis. *J. Geophys. Res.* **92**, 4846–4852.

Ohtake, M., Matumoto, T., and Latham, G. (1977). Seismicity gap near Oaxaca, southern Mexico as a probable precursor to a large earthquake. *Pure Appl. Geophys.* **115**, 375–385.

Ohtake, M., Matumoto, T., and Latham, G. (1981). Evaluation of the forecast of the 1978 Oaxaca, southern Mexico earthquake based on a precursory seismic quiescence. *Earthquake Prediction—an International Review* (D. W. Simpson and P. G. Richards, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 4, pp. 53–62. Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Ohtsu, M. (1991). Simplified moment tensor analysis and unified decomposition of acoustic emission source: Application to in situ hydrofracturing test. *J. Geophys. Res.* **96**, 6211–6222.

Okubo, P., and Aki, K. (1987). Fractal geometry in the San Andreas fault system. *J. Geophys. Res.* **92**, 345–355.

Okubo, P. G., and Dieterich, J. H. (1984). Effects of physical properties on frictional instabilities produced on simulated faults. *J. Geophys. Res.* **89**, 5817–5827.

Okubo, P. G., and Dieterich, J. H. (1986). State variable fault constitutive relations for dynamic slip. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 25–36. Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Olgaard, D. L., and Brace, W. F. (1983). The microstructure of gouge from a mining-induced seismic shear zone. *Internatl. J. Rock Mech. Min. Sci., Geomech. Abstr.* **20**, 11–19.

Oncescu, M. C. (1986). Relative seismic moment tensor determination for Vrancea intermediate depth earthquakes. In *Physics of Fracturing and Seismic Energy Release* (J. Kozák and L. Waniek, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **124**, 931–940. Birkhäuser Verlag, Basel.

Oncescu, M. C., and Apolozan, L. (1984). The earthquake sequence of Romnicu Sarat, Romania, of 21–22 February 1983. *Acta Geophys. Pol.* **32**, 231–238.

O'Neill, M. E. (1984). Source dimensions and stress drop of small earthquakes near Parkfield, California. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 27–40.

Ortlepp, W. D. (1984). Rockbursts in South African gold mines: A phenomenological view. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 165–178. S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Ortlepp, W. D., and Spottiswoode, S. (1984). The design and introduction of stabilizing pillars at Blyvooruitzicht Gold Mining Company Limited. *Proc. 12th CMMI Congr.*, pp. 353–362. S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Osterwald, F. W. (1970). Comments on rockbursts, outbursts, and earthquake prediction. *Bull. Seism. Soc. Am.* **60**, 2083–2088.

Ostrihansky, R., and Gerlach, Z. (1982). Assessment of rockburst risk in coal mining regions on the basis of changes in seismic activity. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* M-5 (155), 57–72 (in Polish, English abstract).

Page, R. (1968). Aftershocks and microaftershocks of the great Alaska earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **58**, 1131–1168.

Page, C. C., and Saunders, M. A. (1982). LSQR: An algorithm for sparse least squares. *ACM Trans. Math. Soft.* **8**, 43–71, 195–209.

Palmer, A. C. and Rice, J. R. (1973). The growth of slip surfaces in the progressive failure of overconsolidated clay slopes. *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **332**, 527–548.

Panza, G. F. (1985). Synthetic seismograms: The Rayleigh wave modal summation. *J. Geophys.* **58**, 125–145.

Papageorgiou, A. S. (1988). On two characteristic frequencies of acceleration spectra: Patch corner frequency and f_{max}. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 509–529.

Papageorgiou, A. S., and Aki, K. (1983a). A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, Part I. Description of the model. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 693–722.

Papageorgiou, A. S., and Aki, K. (1983b). A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion, Part II. Applications of the model. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 953–978.

Papageorgiou, A. S., and Aki, K. (1985). Scaling law of far-field spectra based on observed parameters of the specific barrier model. *Pure Appl. Geophys.* **123**, 353–374.

Papastamatiou, D. (1980). Incorporation of crustal deformation to seismic hazard analysis. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1321–1335.

Papazachos, B. (1975). Foreshocks and earthquake prediction. *Tectonophysics* **28**, 213–226.

Park, J., Vernon, F. L., and Lindberg, C. R. (1987). Frequency dependent polarization analysis of high-frequency seismograms. *J. Geophys. Res.* **92**, 664–674.

Parsons, I. D., Hall, J. F., and Lyzenga, G. A. (1988). Relationships between the average offset and the stress drop for two- and three-dimensional faults. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 931–945.

Parysiewicz, W. (1966). *Rockbursts in Mines*, Slask, Katowice, Poland (in Polish).

Patton, H., and Aki, K. (1979). Bias in the estimate of seismic moment tensor by the linear inversion method. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **59**, 479–495.

Pavlins, G. L. (1986). Appraising earthquake hypocenter location errors. A complete, practical approach for single event locations. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 1699–1717.

Peacock, S., and Crampin, S. (1985). Shear wave vibrator signals in transversely isotropic shale. *Geophysics* **50**, 1285–1293.

Peacock, S. P., Crampin, S., Booth, D. C., and Fletcher, J. B. (1988). Shear wave splitting in the Anza seismic gap, southern California. *J. Geophys. Res.* **93**, 3339–3356.

Pearce, R. G., Hudson, J. A., and Douglas, A. (1988). On the use of *P*-wave seismograms to identify a double-couple source. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 651–671.

Pechmann, J. C., and Kanamori, H. (1982). Waveforms and spectra of foreshocks and aftershocks of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake: Evidence for fault heterogeneity? *J. Geophys. Res.* **87**, 10,579–10,597.

Peng, J. Y., Aki, K., Lee, W. H. K., Chouet, B., Johnson, P., Marks, S., Newberry, J. T., Ryal, A. S., Stewart, S. W., and Tottingham, D. M. (1987). Temporal change in coda Q associated with 1984 Round Valley earthquake in California. *J. Geophys. Res.* **92**, 3507–3536.

Peters, D. C., and Crosson, R. S. (1972). Application of prediction analysis to hypocenter determination using a local array. *Bull. Seism. Soc. Am.* **62**, 775–788.

Peterson, J. E., Paulsson, B. N. P., and McEvilly, T. V. (1985). Applications of algebraic reconstruction techniques to crosshole seismic data. *Geophysics* **50**, 1566–1580.

Petukhov, I. M., Smirnov, V. A., and Rabota, E. N. (1980). The study of seismicity in the mining areas of the Tkibuli-Shaorsk coal basin. In *Detailed Seismic Zonation* (I. E. Gubin, ed.), pp. 161–167, Nauka, Moscow (in Russian).

Phillips, W. S., and Aki, K. (1986). Site amplification of coda waves from local earthquakes in central California. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 627–648.

Phillips, W. S. and Fehler, M. C. (1991). Traveltime tomography: A comparison of popular methods. *Geophysics* **56**, 1639–1649.

Phillips, W. S., Lee, W. H. K., and Newberry, J. T. (1988). Spatial variation of crustal coda Q in California. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part I: reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128**, 251–260, Birkhäuser Verlag, Basel.

Plesinger, A., Hellweg, M., and Seidl, D. (1986). Interactive high-resolution polarization analysis of broadband seismograms *J. Geophys.* **59**, 129–139.

Pomeroy, P. W., Simpson, D. W., and Sbar, M L. (1976). Earthquakes triggered by surface quarrying—the Wappingers Falls, New York sequence of June, 1974. *Bull. Seism. Soc. Am.* **66**, 685–700.

Pope, A. J. (1972). Fiducial regions for body wave focal plane solutions. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **30**, 331–342.

Potgieter, G J., and Roering, C. (1984). The influence of geology on the mechanisms of mining-associated seismicity in the Klerksdorp gold-field. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.). Symp Ser. No. 6, pp. 45–50, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S A., and Vetterling, W. T. (1990). *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, New York.

Prugger, A. F., and Gendzwill, D. J. (1988). Microearthquake location: A non-linear approach that makes use of a simplex stepping procedure. *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 799–815.

Pujol, J., and Herrmann, R. B. (1990). A student's guide to point sources in homogeneous media. *Seismol. Res. Lett.* **61**, 209–224.

Pulli, J. J. (1984). Attenuation of coda waves in New England. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1149–1166.

Qaisar, M. (1989). Attenuation properties of viscoelastic material. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part II, reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **131**, 701–713, Birkhäuser Verlag, Basel.

Rabinowitz, N. (1988). Microearthquake location by means of nonlinear simplex procedure. *Bull. Seism. Soc. Am* **78**, 380–384.

Rabinowitz, N., and Kulhánek, O. (1988). Application of non-linear algorithm to teleseismic locations using P-wave readings from the Swedish seismographic network. *Phys. Earth Planet. Interiors* **50**, 111–115.

Rabinowitz, N., and Steinberg, D. M. (1990). Optimal configuration of seismographic network. A statistical approach. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 187–196

Ramirez, A L. (1986). Reconstruction of simulated lineaments using geophysical tomography. *Internatl. J. Rock Mech. Min. Sci., Geomech. Abstr.* **23**, 157–163.

Randall, M. J. (1971). Shear invariant and seismic moment for deep-focus earthquakes. *J. Geophys. Res.* **76**, 4991–4992.

Randall, M. J. (1973). The spectral theory of seismic sources. *Bull. Seism. Soc. Am* **63**, 1133–1144.

Rautian, T. G., and Khalturin, V. I. (1978). The use of the coda for determination of the earthquake source spectrum. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 923–948.

Rebollar, C. J. (1984). Calculation of Q_β using the spectral ratio method in Northern Baja California *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 91–96.

Rebollar, C. J., Traslosheros, C., and Alvarez, R. (1985). Estimates of seismic wave attenuation in northern Baja California *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1371–1382.

Redmayne, D W. (1988). Mining induced seismicity in UK coalfields identified on the BGS National Seismograph Network. In *Engineering Geology of Underground Movements* (F. G. Bell, M G. Culshaw, J C. Cripps, and M. A Lovell, eds.), Geol. Soc. Eng. Geol. Spec. Publ. No 5, pp. 405–413

Reid, H. F. (1911). The elastic-rebound theory of earthquakes. *Bull. Dept. Geol. Univ. Calif.* 6, 412–444.

Revalor, R., Josien, J. P., Besson, J. L., and Magron, A. (1990). Seismic and seismoacoustic experiments applied to the prediction of rockbursts in French coal mines. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 301–306, Balkema, Rotterdam.

Rice, J. R. (1983). Constitutive relations for fault slip and earthquake instabilities. In *Instabilities in Continuous Media* (L. Knopoff, V. F. Keilis-Borok, and G. Puppi, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* 121, 443–475, Birkhäuser Verlag, Basel.

Rice, J. R., and Gu, J. C. (1983). Earthquake aftereffects and triggered seismic phenomena. *Pure Appl. Geophys.* 121, 187–219.

Richards, P. G. (1976). Dynamic motions near an earthquake fault: A three-dimensional solution. *Bull. Seism. Soc. Am.* 66, 1–32.

Richter, C. F. (1935). An instrumental earthquake magnitude scale. *Bull. Seism. Soc. Am.* 25, 1–32.

Riedesel, M. A., and Jordan, T. H. (1989). Display and assessment of seismic moment tensors. *Bull. Seism. Soc. Am.* 79, 85–100.

Rikitake, T. (1982). Do foreshock epicenters move toward the main shock epicenter? *Earthq. Predict. Res.* 1, 95–114.

Roberts, J. D. M., Belchamber, R. M., Lilley, T., Betteridge, D., Bishop, I., and Styles, P. (1989). An evaluation of computerized tomography for near-surface geophysical exploration. *Computers Geosci.* 15, 727–737.

Roček, V., and Skorepova, J. (1982). Convergence and its relation to sudden changes of stress within the rock mass. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* M-5 (155), 37–46.

Rodriguez, M., Havskov, J., and Singh, S. K. (1983). *Q* from coda waves near Petatlan, Guerrero, Mexico. *Bull. Seism. Soc. Am.* 73, 321–326.

Roecker, S. W., Tucker, B., King, J., and Hatzfeld, D. (1982). Estimates of *Q* in central Asia as a function of frequency and depth using the coda of locally recorded earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* 72, 129–149.

Roeloffs, E. (1988). Hydrological precursors to earthquakes: A review. In *Intermediate-Term Earthquake Prediction* (W. D. Stewart and K. Aki, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* 126, 177–209.

Rogers, P. G., Edwards, S. A., Young, J. A., and Downey, M. (1987). Geotomography for the delineation of coal seam. *Geoexploration* 24, 301–328.

Rorke, A. J., and Brummer, R. K. (1990). The use of explosives in rockburst control techniques. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 377–385, Balkema, Rotterdam.

Rovelli, A. (1983). Time–frequency analysis of seismic excitation and estimates of attenuation parameters for the Friuli (Italy) local earthquakes. *Phys. Earth Planet. Interiors* 33, 94–110.

Rovelli, A., Cocco, M., Console, R., Alessandrini, B., and Mazza, S. (1991). Ground motion waveforms and source spectral scaling from close-distance accelerograms in a compressional regime area (Friuli, northeastern Italy). *Bull. Seism. Soc. Am.* 81, 57–80.

Rudajev, V., and Bucha, V., Jr. (1988). Some experience with the research of mining induced seismicity in the CSSR. In *Induced Seismicity and Associated Phenomena* (D. Procházková, ed.), pp. 75–79, Geophys. Inst., Czech. Acad. Sci., Prague.

Rudajev, V., and Šileny, J. (1985). Seismic events with non-shear components: II. Rock bursts with implosive source component. *Pure Appl. Geophys.* 123, 17–25.

Rudajev, V., Dragan, V., and Kaсák, K. (1985). Correlation of seismoacoustic and seismic data for the purpose of prediction of rockbursts. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* M-6 (176), 249–262.

Rudajev, V., Teisseyre, R., Kozák, J., and Šileny, J. (1986). Possible mechanism of rockbursts in coal mines. In *Physics of Fracturing and Seismic Energy Release* (J. Kozák and L. Waniek, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* 124, 841–855, Birkhäuser Verlag, Basel.

Rudnicki, J. W. (1988) Physical models of earthquake instability and precursory processes. In *Intermediate-Term Earthquake Prediction* (W. D. Stewart and K. Aki, eds.): reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **126**, 531–554, Birkhäuser Verlag, Basel.

Rudnicki, J., and Kanamori, H. (1981). Effects of fault interaction on moment, stress drop and strain energy release. *J. Geophys. Res.* **86**, 1785–1793.

Rudzki, M. P. (1911). Parametrische Darstellung der elastischen Welle in anisotropic Medien. *Bulletin International de l'Academie des Sciences de Cracovie, Ser. A*, 503–536.

Ruff, L. J. (1984). Tomographic imaging of the earthquake rupture process. *Geophys. Res. Lett* **11**, 629–632.

Ruff, L. J. (1987). Tomographic imaging of seismic sources. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp. 339–369, Reidel, Dordrecht.

Ruina, A. L. (1983). Slip instability and state variable friction laws. *J. Geophys. Res.* **88**, 10,359–10,370.

Rundle, J. B. (1989). Derivation of complete Gutenberg-Richter magnitude–frequency relation using the principle of scale invariance. *J. Geophys. Res.* **94**, 12,337–12,342.

Rybicki, K (1971) The elastic residual field of a very long strike-slip fault in the presence of a discontinuity *Bull. Seism. Soc. Am.* **61**, 79–92.

Rybicki, K. (1986). Dislocations and their geophysical application. In *Continuum Theories in Solid Earth Physics* (R. Teisseyre, ed.), pp. 18–186, Polish Scientific Publishers, Warsaw; Elsevier, Amsterdam.

Ryder, J. A. (1987). Excess shear stress (ESS): An engineering criterion for assessing unstable slip and associated rockburst hazards. *Proc. 6th Internatl. Soc. Rock Mech. Congr.*, Montreal 1987, pp. 294–298.

Saikia, C. K., and Herrmann, R. B. (1985). Application of waveform modeling to determine focal mechanisms of four 1982 Miramichi aftershocks. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1021–1040.

Saikia, C. K., and Herrmann, R. B. (1986). Moment–tensor solutions for three 1982 Arkansas swarm earthquakes by waveform modeling. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 709–723.

Salamon, M. D. G. (1983). Rockburst hazard and the fight for its alleviation in South Africa. *Proc. Symp. Rockbursts: Prediction and Control*, pp. 11–36 Inst. Min. Metal., London.

Salamon, M. D. G., and Wiebols, G. A. (1972). Location of seismic events. *S. Afr. Chamber of Mines*, unpublished report.

Satake, K. (1985). Effects of station coverage on moment tensor inversion. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1657–1667.

Sato, H. (1977a). Energy propagation including scattering effects: Single isotropic scattering approximation. *J. Phys. Earth* **25**, 27–41.

Sato, H. (1977b). Single isotropic scattering model including wave conversions, Simple theoretical model of the short-period body wave propagation. *J. Phys. Earth* **25**, 163–176.

Sato, H. (1978). Mean free path of *S* waves under the Kanto District of Japan. *J. Phys. Earth* **26**, 185–198.

Sato, H. (1982). Coda wave excitation due to nonisotropic scattering and nonspherical source radiation. *J. Geophys. Res.* **87**, 8665–8674.

Sato, H. (1984). Attenuation and envelope formation of three component seismograms of small local earthquakes in randomly inhomogeneous lithosphere. *J. Geophys. Res.* **89**, 1221–1241.

Sato, H. (1988). Temporal change in scattering and attenuation associated with the earthquake occurrence: A review of recent studies on coda waves. *Pure Appl. Geophys.* **126**, 465–497.

Sato, H. (1990). Unified approach to amplitude attenuation and coda excitation in the randomly inhomogeneous lithosphere. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part III: reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **132**, 93–121, Birkhäuser Verlag, Basel.

Sato, K., and Fujii, Y. (1989). Source mechanism of a large scale gas outburst at Sunagawa coal mine in Japan. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.), reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 325–343, Birkhäuser Verlag, Basel.

Sato, T., and Hirasawa, T. (1973). Body wave spectra from propagating shear cracks. *J. Phys. Earth* **21**, 415–431.

Sato, Y., and Skoko, D. (1965). Optimum distribution of seismic observation points, II. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **43**, 451–457.

Savage, J. C. (1972). Relation of corner frequency to fault dimensions. *J. Geophys. Res.* **77**, 3788–3795.

Savage, M. K., Peppin, W. A., and Vetter, U. R. (1990). Shear wave anisotropy and stress direction in and near Long Valley Caldera, California, 1979–88. *J. Geophys. Res.* **95**, 11,165–11,177.

Savarenskiy, Y. F., Sofranov, V. V., Peshkov, A. B., Verbova, L. F., and Peshkova, I. V. (1979). Optimum distribution of seismic stations for minimizing errors of epicenter determination. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Earth Phys.* **15**, 572–577.

Scales, J. A. (1987). Tomographic inversion via the conjugate gradient method. *Geophysics* **52**, 179–182.

Scheepers, J. B. (1984). The Klerksdorp seismic network: Monitoring of seismic events and system layout. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 341–345, S. Afric. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Scherbaum, F. (1990). Combined inversion for the three-dimensional Q structure and source parameters using microearthquake spectra. *J. Geophys. Res.* **95**, 12,423–12,438.

Scherbaum, F., and Wyss, M. (1990). Distribution of attenuation in the Kaoiki, Hawaii, source volume estimated by inversion of P wave spectra. *J. Geophys. Res.* **95**, 12,439–12,448.

Scholz, C. (1968). The frequency–magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **58**, 399–415.

Scholz, C. (1972). Crustal movements in tectonic areas. *Tectonophysics* **14**, 201–217.

Scholz, C. H. (1982). Scaling laws for large earthquakes, consequences for physical models. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1–14.

Scholz, C. H. (1990). *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge University Press, Cambridge (U.K.).

Scholz, C. H., and Aviles, C. A. (1986). The fractal geometry of faults and faulting. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 147–155. Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Scholz, C. H., and Mandelbrot, B. B., eds. (1989). *Fractals in Geophysics*. Birkhäuser Verlag, Basel; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **131**(1/2).

Scholz, C. H., Sykes, L. R., and Aggarwal, Y. P. (1973). Earthquake prediction: A physical basis. *Science* **181**, 803–810.

Schwartz, D. P., and Coppersmith, K. J. (1984). Fault behavior and characteristic earthquakes: Examples from the Wasatch and San Andreas fault zones. *J. Geophys. Res.* **89**, 5681–5698.

Scott, D. F. (1990). Relationship of geological features to seismic events, Lucky Friday Mine, Mullan, Idaho. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 401–405, Balkema, Rotterdam.

Semenov, A. N. (1969). Variations of the travel time of transverse and longitudinal waves before violent earthquakes. *Izv. Acad. Nauk USSR, Phys. Solid Earth* (English translation) **3**, 245–258.

Shi, Y., and Bolt, B. A. (1982). The standard error of the magnitude–frequency b value. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1677–1687.

Shibutani, T., and Oike, K. (1989). On features of spatial and temporal variation of seismicity before and after moderate earthquakes. *J. Phys. Earth* **37**, 201–224.

Shih, X. R., and Meyer, R. P. (1990). Observation of shear wave splitting from natural events: South moat of Long Valley Caldera, California, June 29 to August 12, 1982. *J. Geophys. Res.* **95**, 11,179–11,195.

Shimamoto, T., and Logan, J. M. (1984). Laboratory friction experiments and natural earthquakes: An argument for long-term tests. *Tectonophysics* **109**, 165–175.
Shimamoto, T., and Logan, J. M. (1986). Velocity-dependent behavior in halite simulated fault gauge: An analog for silicates. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 49–64, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.
Shimazaki, K. (1986). Small and large earthquakes: The effects of the thickness of seismogenic layer and the free surface. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J. Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp. 209–216, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.
Siewierski, S., Bugajski, W., Bachowski, C., and Orzepowski, S. (1989a). Vertical and horizontal deformation measurements of boreholes at Rudna copper mine in Poland. *Acta Geophys. Pol.* **37**, 263–270.
Siewierski, S., Bugajski, W., Bachowski, C., and Orzepowski, S. (1989b). The evaluation of rockmass state from borehole vertical and horizontal deformation measurements at a copper mine. *Acta Geophys. Pol.* **37**, 271–276.
Šileny, J. (1986). Inversion of first-motion amplitudes recorded by local seismic network for rockburst study in the Kladno, Czechoslovakia, mining area. *Acta Geophys. Pol.* **34**, 201–213.
Šileny, J. (1989). The mechanism of small mining tremors from amplitude inversion. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 309–324, Birkhäuser Verlag, Basel.
Silver, P. G., and Jordan, T. H. (1982). Optimal estimation of scalar seismic moment. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **70**, 755–787.
Simpson, D. W. (1986). Triggered earthquakes. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **14**, 21–42.
Singh, S. K., Bazan, E., and Esteva, L. (1980). Expected earthquake magnitude from a fault. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 903–914.
Sipkin, S. A. (1982). Estimation of earthquake source parameters by the inversion of waveform data: Synthetic waveforms. *Phys. Earth Planet. Interiors* **30**, 242–259.
Skala, V., and Roček, V. (1985). Facing the rockburst phenomena in the bitominuous coal district Kladno. *Publ. Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci.* **M-6** (176), 345–356.
Šklenar, J., and Rudajev, V. (1975). Application of some seismic methods for the evaluation of the stress-strain condition in the rock mass. *Acta Mont.* **32**, 211–230.
Skoko, D., and Sato, Y. (1966). Optimum distribution of seismic observation points, III. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.* **44**, 13–22.
Slunga, R., Norman, P., and Glans, A. C. (1984). Seismicity of Southern Sweden. *FOA Report C20543-T1*, National Deference Research Institute, Stockholm.
Smalley, R., Turcotte, D., and Solla, S. (1985). A renormalization group approach to the stick-slip behavior of faults. *J. Geophys. Res.* **90**, 1894–1900.
Smith, B. D., and Ward, S. H. (1974). Short note: On the computation of polarization ellipse parameters. *Geophysics* **39**, 867–869.
Smith, R. B., Winkler, P. L., Anderson, J. G., and Scholz, C. H. (1974). Source mechanism of microearthquakes associated with underground mines in eastern Utah. *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 1295–1317.
Snoke, J. A. (1987). Stable determination of (Brune) stress drops. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 530–538.
Snoke, J. A., Linde, A. T., and Sacks, I. S. (1983). Apparent stress: An estimate of the stress drop. *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 339–348.
Soloviev, S. L. (1965). Seismicity of Sakhalin. *Bull. Earthq. Res. Inst., Tokyo Univ.* **43**, 95–102.
Spakman, W. (1985). A tomographic image of the upper mantle in the Eurasian-African-Arabian collision zone. *EOS Trans. Am. Geophys. Union* **66**, 975.
Spakman, W. (1986). The upper mantle structure in the Central European-Mediterranean region. In *European Geotraverse (EGT) Project, the Central Segment* (R. Freeman, S. Mueller, and P. Giese, eds.), pp. 215–222. European Science Foundation, Strassburg.

Spakman, W., and Nolet, G. (1988). Imaging algorithms, accuracy and resolution in delay time tomography. In *Mathematical Geophysics* (N. J. Vlaar, G. Nolet, M. J. R. Wortel, and S. A. P. L. Cloetingh, eds.), pp. 155–187. Reidel, Dordrecht.

Spence, W. (1980). Relative epicenter determination using *P*-wave arrival-time differences. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 171–183.

Spencer, C., and Gubbins, D. (1980). Travel-time inversion for simultaneous earthquake location and velocity structure determination in laterally varying media. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **63**, 95–116.

Spendly, W., and Hest, G. (1962). Sequential application of simplex design in optimization and evolutionary operations. *Technometrics* **4**, 441–461.

Spottiswoode, S. M. (1984). Source mechanisms of mine tremors at Blyvooruitzicht gold mine. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 29–37. S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Spottiswoode, S. M. (1989). Perspectives on seismic and rockburst research in the South African gold mining industry: 1983–1987. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 673–680. Birkhäuser Verlag, Basel.

Spottiswoode, S. M. (1990). Volume excess shear stress and cumulative seismic moments. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 39–43, Balkema, Rotterdam.

Spottiswoode, S. M., and McGarr, A. (1975). Source parameters of tremors in a deep-level gold mine. *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 93–112.

Sprenke, K. F., Stickney, M. C., Dodge, D. A., and Hammond, W. R. (1991). Seismicity and tectonic stress in the Coeur d'Alene mining district. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1145–1156.

Spudich, P., and Cranswick, E. (1984). Direct observation of rupture propagation during the 1979 Imperial Valley earthquake using a short baseline accelerometer array. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 2083–2114.

Spudich, P., and Frazer, L. N. (1984). Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquake sources having spatially variable rupture velocity and stress drop. *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 2061–2082.

Stankiewicz, T. (1989). Stochastic model of seismic activity and its application to seismic hazard estimates in mines. Ph.D. thesis, Inst. Geophys., Pol. Acad. Sci., Warsaw (in Polish).

Steensma, G. J., and Biswas, N. N. (1988). Frequency dependent characteristics of coda wave quality factor in central and southcentral Alaska. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part I; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128**, 295–307, Birkhäuser Verlag, Basel.

Steidl, J. H., Archuleta, R. J., and Hartzell, S. H. (1991). Rupture history of the 1989 Loma Prieta, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1573–1602.

Stein, R. S., and Lisowski, M. (1983). The 1979 Homestead Valley earthquake sequence, California: Control of aftershocks and postseismic deformation. *J. Geophys. Res.* **88**, 6477–6490.

Stopinski, W., and Dmowska, R. (1984). Rock resistivity in the Lubin (Poland) copper mine and its relation to variations of strain field and occurrence of rockbursts. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 297–307, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Strelitz, R. A. (1978). Moment tensor inversions and source models. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **52**, 359–364.

Strelitz, R. A. (1980). The fate of downgoing slabs: A study of the moment tensors from body waves of complex deep-focus earthquakes. *Phys. Earth Planet. Interiors* **21**, 83–96.

Stuart, W. D., and Mavko, G. M. (1979). Earthquake instability on a strike-slip fault. *J. Geophys. Res.* **84**, 2153–2160.

Stump, B. W., and Johnson, L. R. (1977). The determination of source properties by the linear inversion of seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.* **67**, 1489–1502.

Su, F., and Aki, K. (1990). Temporal and spatial variation in coda Q^{-1} associated with the North Palm Springs earthquake of July 8, 1986. *Pure Appl. Geophys.* **133**, 23–52.

Suyehiro, S. (1966). Difference between aftershocks and foreshocks in the relationship of magnitude to frequency of occurrence for the great Chilean earthquake of 1960. *Bull. Seism. Soc. Am.* **56**, 185–200.

Sykes, L. R. (1970). Earthquake swarms and sea-floor spreading. *J. Geophys. Res.* **75**, 6598–6611.

Syratt, P. P. (1990). Seismicity associated with the extraction of stressed remnants in the Klerksdorp gold mining district, South Africa. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (C. Fairhurst, ed.), pp. 77–80, Balkema, Rotterdam.

Syrek, B., and Kijko, A. (1988). Energy and frequency distribution of mining tremors and their relation to rockburst hazard in the Wujek coal mine, Poland. *Acta Geophys. Pol.* **36**, 189–201.

Tada, H., Paris, P. C., and Irwin, G. R. (1973). *The Stress Analysis of Cracks Handbook*, Del Research Corp., Hellertown, Pa.

Takeo, M. (1983). Source mechanisms of Utsu Volcano, Japan, earthquakes and their tectonic implications. *Phys. Earth Planet. Interiors* **32**, 241–264.

Tarantola, A. (1987). *Inverse Problem Theory*, Elsevier, Amsterdam.

Tarantola, A., and Valette, B. (1982). Inverse problems = quest for information. *J. Geophys.* **50**, 159–170.

Taylor, D. W. A., Snoke, J. A., Sacks, I. S., and Takanami, T. (1990). Nonlinear frequency–magnitude relationships for the Hokkaido corner, Japan. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 340–353.

Teisseyre, R. (1980). Some remarks on the source mechanism of rock bursts in mines and on the possible source extension. *Acta Mont.* **55**, 7–13.

Teisseyre, R. (1985a). New earthquake rebound theory. *Phys. Earth Planet. Interiors* **39**, 1–4.

Teisseyre, R. (1985b). Creep flow and earthquake rebound. System of the internal stress evolution. *Acta Geophys. Pol.* **33**, 11–23.

Teufel, L. W., and Logan, J. M. (1978). Effect of shortening rate on the real area of contact and temperature generated during frictional sliding. *Pure Appl. Geophys.* **116**, 840–865.

Thomas, D. (1988). Geochemical precursors to seismic activity. In *Intermediate-Term Earthquake Prediction* (W. D. Stewart and K. Aki, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **126**, 241–266, Birkhäuser Verlag, Basel.

Thomsen, L. (1986). Weak elastic anisotropy. *Geophysics* **51**, 1954–1966.

Thorbjarnardottir, B. S., and Pechmann, J. C. (1987). Constraints on relative earthquake locations from cross-correlation of waveforms. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 1626–1634.

Thurber, C. H. (1985). Nonlinear earthquake location: Theory and examples. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 779–790.

Thurber, C. H., and Aki, K. (1987). Three-dimensional seismic imaging. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* **15**, 115–139.

Tikhonov, A. N., and Arsenin, V. J. (1979). *Solution Methods of Ill-Conditioned Problems*, Nauka, Moscow (in Russian).

Tinti, S., and Mulargia, F. (1985). Effect of the magnitude uncertainties on estimating the parameters in the Gutenberg–Richter frequency–magnitude law. *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1681–1697.

Tinti, S., and Mulargia, F. (1987). Confidence intervals of b values for grouped magnitudes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **77**, 2125–2134.

Toksoz, M. N., Dainty, A. M., Reiter, E., and Wu, R.-S. (1988). A model for attenuation and scattering in the Earth's crust. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part I, reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128**, 81–100, Birkhäuser Verlag, Basel.

Trampert, J., and Leveque, J.-J. (1990). Simultaneous iterative reconstruction technique: Physical interpretation based on generalized least squares solution. *J. Geophys. Res.* **95**, 12,553–12,559.

Trifu, C. I. (1983). Optimal development of a regional seismic network. Examplification for Romania. *Rev. Roum. Phys.* **28**, 81–90.

Tse, S. T., and Rice, J. R. (1986). Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties. *J. Geophys. Res.* **91**, 9452–9472.

Tsukuda, T. (1988). Coda Q before and after the 1983 Misasa earthquake of M 6.2, Tottori prefecture, Japan. *Pure Appl. Geophys.* **128**, 261–279.

Tullis, T. E., ed. (1986). *Friction and Faulting*. Birkhäuser Verlag, Basel; reprinted from Special Issue. *Pure Appl. Geophys.* **124**(3).

Tullis, T. E., and Weeks, J. D. (1986). Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite. In *Friction and Faulting* (T. E. Tullis, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl Geophys* **124**, 383–414, Birkhäuser Verlag, Basel.

Turcotte, D. L. (1989). Fractals in geology and geophysics. In *Fractals in Geophysics* (C. H. Scholz and B. B. Mandelbrot, eds.); reprinted from, *Pure Appl. Geophys.* **131**, 171–196. Birkhäuser Verlag, Basel.

Udias, A. (1989). Development of fault-plane studies for the mechanism of earthquakes. In *Observatory Seismology* (J. J. Litehiser, ed.), pp. 243–356, University of California Press, Berkeley.

Udias, A., and Baumann, D. (1969). A computer program for focal mechanism determination combining P and S data. *Bull. Seism. Soc. Am.* **59**, 503–519.

Uhrhammer, R. A. (1982). The optimal estimation of earthquake parameters. *Phys. Earth Planet. Interiors* **30**, 105–118.

Ulomov, V. I., and Mavashev, B. Z. (1971). *The Tashkent Earthquake of 26 April 1966*. FAN, Akad. Nauk Uzbek. SSR, Tashkent.

Utsu, T. (1965). A method for determining the value of b on the formula $\log n = a - bM$ showing the magnitude–frequency relation for earthquakes. *Geophys. Bull., Hokkaido Univ.* **13**, 99–103 (in Japanese; English abstract).

Utsu, T. (1966). A statistical significance test of the difference in b-value between two earthquakes groups. *J. Phys. Earth* **14**, 37–40.

Utsu, T (1971). Aftershocks and earthquake statistics, III. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser VII* **3**, 379–441.

Valdés, C. M., and Novelo-Casanova, D. A. (1989) User manual for QCODA. In *Toolbox for Seismic Acquisition, Processing and Analysis* (W. H. K. Lee, ed.), Vol. 1, pp. 237–255, Internatl. Assoc. Seism. Phys. Earth Interior and Seism. Soc. Am.

Van Aswegen, G. (1990). Fault stability in SA gold mines. In *Mechanics of Jointed and Faulted Rock* (H. P. Rossmanith, ed.), pp. 717–725. Balkema, Rotterdam.

Van der Sluis, A., and van der Vorst, H. A. (1987). Numerical solution of large, sparse linear systems arising from tomographic problems. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp. 53–87. Reidel, Dordrecht.

Vasco, D. W. (1990). Moment–tensor invariants: Searching for non-double-couple earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 354–371.

Vasco, D. W., and Johnson, L. R. (1989). Inversion of waveforms for extreme source models with an application to the isotropic moment tensor component. *Geophys. J.* **97**, 1–18.

Vidale, J. E. (1986). Complex polarization analysis of particle motion. *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 1393–1405.

Vidale, J. E. (1988). Finite-difference calculation of travel times. *Bull. Seismol. Soc. Am.* **78**, 2062–2076.

Vidale, J. E. (1990). Finite-difference calculation of travel times in three dimensions. *Geophysics* **55**, 521–526.

Virieux, J. (1991). Fast and accurate ray tracing by Hamiltonian perturbation. *J. Geophys. Res.* **96**, 579–594.

Virieux, J., and Madariaga, R. (1982). Dynamic faulting studied by a finite difference method. *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 345–369.

Voinov, K. A., Krakov, A. S., Lomakin. V. S., and Khalevin. N. I. (1987). Seismological studies of rock bursts at the Northern Ural bauxite deposits. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Zemli* (10), 98–104 (in Russian).

Wakita, H., Nakamura, Y., and Sano, Y. (1988). Short-term and intermediate-term geochemical precursors. In *Intermediate-Term Earthquake Prediction* (W. D. Stewart and K. Aki, eds.); reprinted from Special Issue. *Pure Appl. Geophys.* **126**, 267–278, Birkhäuser Verlag, Basel.

Wallace, T. C. (1985). A reexamination of the moment tensor solutions of the 1980 Mammoth Lakes earthquakes. *J. Geophys. Res.* **90**, 11,171–11,176.

Wallace, T. C., Helmberger, D. V., and Mellman, G. R. (1981). A technique for the inversion of regional data in source parameter studies. *J. Geophys. Res.* **86**, 1679–1685.

Waltham, D. A. (1988). Two-point ray tracing using Fermat's principle. *Geophys. J.* **93**, 575–582.

Wang, C.-Y., and Herrmann, R. B (1988). Synthesis of coda waves in layered medium. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part I; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128**, 7–42, Birkhäuser Verlag, Basel.

Weeks, J., Lockner, D., and Byerlee, J. (1978). Changes in *b*-values during movement on cut surfaces in granite. *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 333–341.

Weichert, D. H. (1980). Estimation of the earthquake recurrence parameters for unequal observation periods for different magnitudes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1337–1346.

Wennerberg, L., and Frankel, A. (1989). On the similarity of theories of anelastic and scattering attenuation. *Bull. Seism. Soc. Am.* **79**, 1287–1293.

Westbrook, G. K., Kusznir, N. J., Browitt, C. W. A., and Holdsworth, B. K. (1980) Seismicity induced by coal mining in Stoke-on-Trent (U.K.). *Eng. Geol.* **16**, 225–241.

Whitcomb, J. H., Garmony, J. D., and Anderson, D. L (1973). Earthquake prediction: Variation of seismic velocities before the San Fernando earthquake. *Science* **180**, 632–641.

White, J. E. (1983). *Underground Sound. Application of Seismic Waves*, Elsevier, Amsterdam.

Wiejacz, P (1991). Investigation of focal mechanisms of mine tremors by the moment tensor inversion, Ph.D. thesis, Inst Geophys., Pol. Acad. Sci., Warsaw (in Polish).

Wieland, E. (1987). On the validity of the ray approximation for interpreting delay times. In *Seismic Tomography* (G. Nolet, ed.), pp 85–98, Reidel, Dordrecht.

Will, M. (1984). Seismic observations during test drilling and destressing operations in German coal mines. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp. Ser. No. 6, pp. 231–234, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Williams, D. J., and Arabasz, W. J. (1989). Mining-related and tectonic seismicity in the East Mountain area, Wasatch Plateau, Utah, U.S.A. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz. ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys* **129**, 345–368, Birkhäuser Verlag, Basel.

Wong, I. G. (1984). Mining-induced seismicity in the Colorado Plateau. western United States, and its implications for the sitting of an underground high-level nuclear waste repository. In *Rockbursts and Seismicity in Mines* (N. C. Gay and E. H. Wainwright, eds.), Symp Ser. No. 6, pp. 147–152, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Wong, I. G., Humprey, J. R , Adams, J. H., and Silva, W. J. (1989). Observations of mine seismicity in the eastern Wasatch Plateau, Utah, U.S.A.: A possible case of implosional failure. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys* **129**, 369–405, Birkhäuser Verlag, Basel.

Wong, J., Hurley, P., and West, G. F. (1985). Investigation of subsurface geological structure at the Underground Research Laboratory with crosshole seismic scanning. *Proc. 17th Information Meet. Nucl. Fuel Waste Managem. Progr., Canada* **TR-229**, 593–608.

Wong, T.-F. (1986). On the normal stress dependence of the shear fracture energy. In *Earthquake Source Mechanics* (S. Das, J Boatwright, and C. H. Scholz, eds.), *Maurice Ewing*, Vol. 6, pp 1–11, Am. Geophys. Union, Washington D C.

Woodgold, C. R. D. (1990). Estimation of *Q* in eastern Canada using coda waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 411–429.

Wu, K.-T., Yue, M.-S., Wu, H.-Y., Chao, S.-L., Chen, H.-T., Huang, W.-Q., Tien, K.-Y., and Lu, S.-D. (1978). Foreshocks to the Haicheng earthquake of 1975. Certain characteristics of the Haicheng earthquake ($M = 7.3$) sequence. *Chin. Geophys.* **1**, 289–308.

Wu, R. (1982). Attenuation of short period seismic waves due to scattering. *Geophys. Res. Lett* **9**, 9–12.

Wu, R.-S. (1985). Multiple scattering and energy transfer of seismic waves—separation of scattering effect from intrinsic attenuation, I. Theoretical modeling. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* **82**, 57–80.

Wu, R.-S. (1989). The perturbation method in elastic wave scattering. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves* (R.-S. Wu and K. Aki, eds.), Part II; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **131**, 605–637, Birkhäuser Verlag, Basel.

Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1988a). *Scattering and Attenuation of Seismic Waves*, Part I, Birkhäuser Verlag, Basel; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128** (1/2).

Wu, R.-S., and Aki, K. (1988b). Multiple scattering and energy transfer of seismic waves—separation of scattering effect from intrinsic attenuation. II. Application of the theory to Hindu Kush region. In *Scattering and Attenuation of Seismic Waves*, Part I (R.-S. Wu and K. Aki, eds.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **128**, 49–80, Birkhäuser Verlag, Basel.

Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1989). *Scattering and Attenuation of Seismic Waves*, Part II, Birkhäuser Verlag, Basel; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **131** (4).

Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1990). *Scattering and Attenuation of Seismic Waves*, Part III, Birkhäuser Verlag, Basel; reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **132** (1/2).

Wyss, M. (1979). Estimating maximum expectable magnitude of earthquake from fault dimensions. *Geology* **7**, 336–340.

Wyss, M., ed. (1991). *Evaluation of Proposed Earthquake Precursors*, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Wyss, M., and Brune, J. N. (1968). Seismic moment, stress and source dimensions for earthquakes in the California-Nevada region. *J. Geophys. Res.* **73**, 4681–4694.

Wyss, M., and Lee, W. H. K. (1973). Time variations of the average earthquake magnitude in central California. *Stanford Univ. Publ., Geol. Sci.* **13**, 24–42.

Yamashina, K. (1978). Induced earthquakes in the Izu Peninsula by the Izu-Hanto-Oki earthquake of 1974, Japan. *Tectonophysics* **51**, 139–154.

Yegulalp, T. M., and Kuo, J. T. (1974). Statistical prediction of occurrence of maximum magnitude earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* **64**, 393–414.

Young, R. P., and Hill, J. J. (1985). Seismic characterisation of rock masses before and after mine blasting. *Proc. 26th U.S. Symp. Rock Mec.*, Rapid City (S. Dak.), 1151–1158.

Young, R. P., Hutchins, D. A., McGaughey, W. J., Urbanicic, T., Falls, S., and Towers, J. (1987). Current seismic tomographic imaging and acoustic techniques: A new approach to rockburst. In *Proceedings of the 6th International Congress on Rock Mechanics* (G. Hergert and S. Vongpaisal, eds.), pp. 1333–1338, Balkema, Rotterdam.

Young, R. P., Talebi, S., Hutchins, D. A., and Urbancic, T. I. (1989a). Analysis of mining-induced microseismic events at Strathcona mine, Sudbury, Canada. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 455–474, Birkhäuser Verlag, Basel.

Young, R. P., Hutchins, D. A., McGaughey, J., Towers, J., Jansen, D., and Bostock, M. (1989b). Geotomographic imaging in the study of mining induced seismicity. In *Seismicity in Mines* (S. J. Gibowicz, ed.); reprinted from Special Issue, *Pure Appl. Geophys.* **129**, 571–596, Birkhäuser Verlag, Basel.

Zavyalov, A. D., and Sobolev, G. A. (1988). Analogy in precursors of dynamic events at different scales. *Tectonophysics* **152**, 277–282.

Zeng, Y., Su. F., and Aki, K. (1991). Scattered wave energy propagation in a random isotropic scattering medium. *J Geophys Res.* **96**, 607–619.

Zhang, J. Z and Song, L. Y. (1981) On the method of estimating *b*-value and its standard error *Acta Seism. Sin.* **3**, 292–301.

Zollo, A., and Bernard, P. (1991). Fault mechanisms from near-source data: Joint inversion of *S* polarizations and *P* polarities. *Geophys. J. Internatl.* **104**, 441–451.

Zuberek, W. M. (1989). Application of the Gumbel asymptotic extreme value distributions to the description of the AE amplitude distribution. *Proc. 4th Conf. Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geological Structures and Materials*. Pennsylvania State University, October 1985, pp. 649–665, Trans. Tech. Publ., Clausthal-Zellerfeld, Germany.

文献目录选

Aki, K., and Richards P. G. (1980). "Quantitative Seismology. Theory and Methods." W. H. Freeman, San Francisco.

Atkinson, B. K., ed. (1987). "Fracture Mechanics of Rock." Academic Press, London

Ben-Menahem, A., and Singh, S. J.. (1981). "Seismic Waves and Sources " Springer-Verlag, New York.

Bolt, B. A., ed (1987). "Sesmic Strong Motion Synthetics." Academic Press, New York.

Brady, B. H. G, and Brown, E. T (1985). "Rock Mechanics." George Allen and Unwin, London.

Bullen, K. E., and Bolt, B. A. (1985). "An Introduction to the Theory of Seismology" Cambridge University Press, Cambridge.

Červeny, V., Molotkov, I. A., and Psenčik, I. (1977). "Ray Method in Seismology " Univerzita Karlova, Prague.

Doornbos, D. J., ed. (1988). "Seismological Algorithms." Academic Press, London.

Ewing, W. M., Jardetzky, W. S., and Press, F. (1957). "Elastic Waves in Layered Media." McGraw-Hill, New York.

Fairhurst, C., ed. (1990). "Rockbursts and Seismicity in Mines." Balkema, Rotterdam.

Gay, N. C., and Wainwright, E. H., eds. (1984). "Rockbursts and Seismicity in Mines." Symp Ser. No. 6, S. Afr. Inst. Min. Metal., Johannesburg.

Gibowicz, S. J., ed. (1989). "Seismicity in Mines." Birkhäuser Verlag, Basel, reprint from *Pure Appl. Geophys.* **129**, *No.* 3/4.

Hanyga, A., ed. (1984). "Seismic Wave Propagation in the Earth. "Polish Scientific Publishers, Warsaw; Elsevier, Amsterdam.

Hatton, L., Worthington, M. H., and Makin, J. (1986). "Seismic Data Processing: Theory and Practice." Blackwell Scientific Publishers, Oxford.

Isaaks, E. H., and Srivastava, R. M (1989). "An Introduction to Applied Geostatistics " Oxford University Press. New York.

Jaeger, J. C, and Cook, N. G. W. (1976). "Fundamentals of Rock Mechanics", 2nd ed. Chapman and Hall, London.

Kanamori, K., and Boschi, E, eds. (1983). "Earthquakes: Observation, Theory and Interpretation." North-Holland Publ. Comp., Amsterdam.

Kanasewich, E. R. (1981). "Time Sequence Analysis in Geophysics." University of Alberta Press, Edmonton, Alberta.

Kasahara, K. (1981). "Earthquake Mechanics." Cambridge University Press, Cambridge.

Kennett, B. L. N. (1983). "Seismic Wave Propagation in Stratified Media." Cambridge University Press, Cambridge.

Kostrov, B. V., and Das, S. (1988). "Principles of Earthquake Source Mechanics." Cambridge University Press, Cambridge.

Lee, W. H. K., and Stewart, S. W. (1981). "Principles and Applications of Microearthquake Networks." Academic Press, New York.
Litehiser, J. J., ed. (1989). "Observatory Seismology." University of California Press, Berkeley.
Means, W. D. (1979). "Stress and Strain. Basic Concepts of Continuum Mechanics for Geologists." Springer-Verlag, New York.
Menke, W. (1989). "Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory." Academic Press, Orlando.
Meskó, A. (1984). "Digital Filtering: Applications in Geophysical Exploration for Oil." Akadémiai Kiadó, Budapest.
Mogi, K. (1985). "Earthquake Prediction." Academic Press, Tokyo.
Nolet, G., Ed. (1987). "Seismic Tomography." D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht.
Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., and Vetterling, W. T. (1990). "Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing." Cambridge University Press, New York.
Richter, C. F. (1958). "Elementary Seismology." W. H. Freeman, San Francisco.
Robinson, E. (1988). "Seismic Inversion and Deconvolution." Pergamon Press, Oxford.
Scholz, C. H. (1990). "The Mechanics of Earthquakes and Faulting." Cambridge University Press, Cambridge.
Scholz, C. H., and Mandelbrot, B. B., eds. (1989). "Fractals in Geophysics." Birkhäuser Verlag, Basel, reprint from *Pure Appl. Geophys.* **131**, No. 1/2.
Tarantola, A. (1987). "Inverse Problem Theory." Elsevier, Amsterdam.
Tullis, T. E., ed. (1986). "Friction and Faulting." Birkhäuser, Verlag, Basel: reprint from *Pure Appl. Geophys.* **124**, No. 3.
White, J. E. (1983). "Underground Sound: Application of Seismic Waves." Elsevier, Amsterdam.
Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1988). "Scattering and Attenuation of Seismic Waves", Part I. Birkhäuser Verlag, Basel; reprint from *Pure Appl. Geophys.* **128**, No. 1/2.
Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1989). "Scattering and Attenuation of Seismic Waves", Part II. Birkhäuser Verlag, Basel; reprint from *Pure Appl. Geophys* **131**, No. 4.
Wu, R.-S., and Aki, K., eds. (1990). "Scattering and Attenuation of Seismic Waves", Part III. Birkhäuser Verlag, Basel; reprint from *Pure Appl. Geophys.* **132**, No. 1/2.

国际地球物理学系列丛书
分 册 书 目

Volume 1 Beno Gutenberg. Physics of the Earth's Interior. 1959*

Volume 2 Joseph W. Chamberlain. Physics of the Aurora and Airglow. 1961*

Volume 3 S. K. Runcorn (ed.). Continental Drift. 1962*

Volume 4 C. E. Junge. Air Chemistry and Radioactivity. 1963*

Volume 5 Robert G. Fleagle and Joost A. Businger. An Introduction to Atmospheric Physics. 1963*

Volume 6 L. Dufour and R. Defay. Thermodynamics of Clouds. 1963*

Volume 7 H. U. Roll. Physics of the Marine Atmosphere. 1965*

Volume 8 Richard A. Craig. The Upper Atmosphere: Meteorology and Physics. 1965*

Volume 9 Willis L. Webb. Structure of the Stratosphere and Mesosphere. 1966*

Volume 10 Michele Caputo. The Gravity Field of the Earth from Classical and Modern Methods. 1967*

Volume 11 S. Matsushita and Wallace H. Campbell (eds.) Physics of Geomagnetic Phenomena. (In two volumes.) 1967*

Volume 12 K. Ya. Kondratyev. Radiation in the Atmosphere. 1969*

*Out of print

Volume 13 E. Palmén and C. W. Newton. Atmospheric Circulation Systems: Their Structure and Physical Interpretation. 1969

Volume 14 Henry Rishbeth and Owen K. Garriott. Introduction to Ionospheric Physics. 1969*

Volume 15 C. S. Ramage. Monsoon Meteorology. 1971*

Volume 16 James R. Holton. An Introduction to Dynamic Meteorology. 1972*

Volume 17 K. C. Yeh and C. H. Liu. Theory of Ionospheric Waves. 1972*

Volume 18 M. I. Budyko. Climate and Life. 1974*

Volume 19 Melvin E. Stern. Ocean Circulation Physics. 1975

Volume 20 J. A. Jacobs. The Earth's Core. 1975*

Volume 21 David H. Miller. Water at the Surface of the Earth: An Introduction to Ecosystem Hydrodynamics. 1977

Volume 22 Joseph W. Chamberlain. Theory of Planetary Atmospheres: An Introduction to Their Physics and Chemistry. 1978*

Volume 23 James R. Holton. An Introduction to Dynamic Meteorology, Second Edition. 1979*

Volume 24 Arnett S. Dennis. Weather Modification by Cloud Seeding. 1980

Volume 25 Robert G. Fleagle and Joost A. Businger. An Introduction to Atmospheric Physics, Second Edition. 1980

Volume 26 Kuo-Nan Liou. An Introduction to Atmospheric Radiation. 1980

Volume 27 David H. Miller. Energy at the Surface of the Earth: An Introduction to the Energetics of Ecosystems. 1981

Volume 28 Helmut E. Landsberg. The Urban Climate. 1981

Volume 29 M. I. Budyko. The Earth's Climate, Past and Future. 1982

Volume 30 Adrian E. Gill. Atmosphere–Ocean Dynamics. 1982

Volume 31 Paolo Lanzano. Deformations of an Elastic Earth. 1982*

Volume 32 Ronald T. Merrill and Michael W. McElhinny. The Earth's Magnetic Field: Its History, Origin, and Planetary Perspective. 1983

Volume 33 John S. Lewis and Ronald G. Prinn. Planets and Their Atmospheres: Origin and Evolution. 1983

Volume 34 Rolf Meissner. The Continental Crust: A Geophysical Approach. 1986

Volume 35 M. U. Sagitov, B. Bodri, V. S. Nazarenko, and Kh. G. Tadzhidinov. Lunar Gravimetry. 1986

Volume 36 Joseph W. Chamberlain and Donald M. Hunten. Theory of Planetary Atmospheres: An Introduction to Their Physics and Chemistry, Second Edition. 1987

Volume 37 J. A. Jacobs. The Earth's Core, Second Edition. 1987

Volume 38 J. R. Apel. Principles of Ocean Physics. 1987

Volume 39 Martin A. Uman. The Lightning Discharge. 1987

Volume 40 David G. Andrews, James R. Holton, and Conway B. Leovy. Middle Atmosphere Dynamics. 1987

Volume 41 Peter Warneck. Chemistry of the Natural Atmosphere. 1988

Volume 42 S. Pal Arya. Introduction to Micrometeorology. 1988

Volume 43 Michael C. Kelley. The Earth's Ionosphere. 1989

Volume 44 William R. Cotton and Richard A. Anthes. Storm and Cloud Dynamics. 1989

Volume 45 William Menke. Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory, Revised Edition. 1989

Volume 46 S. George Philander. El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation. 1990

Volume 47 Robert A. Brown. Fluid Mechanics of the Atmosphere. 1991

Volume 48 James R. Holton. An Introduction to Dynamic Meteorology, Third Edition. 1992

Volume 49 Alexander A. Kaufman. Geophysical Field Theory and Method. Part A: Gravitational, Electric, and Magnetic Fields. 1992. Part B: Electromagnetic Fields I. 1994. Part C: Electromagnetic Fields II. 1994

Volume 50 Samuel S. Butcher, Gordon H. Orians, Robert J. Charlson, and Gordon V. Wolfe. Global Biogeochemical Cycles. 1992

Volume 51 Brian Evans and Teng-Fong Wong. Fault Mechanics and Transport Properties in Rock. 1992

Volume 52 Robert E. Huffman. Atomspheric Ultraviolet Remote Sensing. 1992

Volume 53 Robert A. Houze, Jr. Cloud Dynamics. 1993

Volume 54 Peter V. Hobbs. Aerosol–Cloud–Climate Interactions. 1993